

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE TITRE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Bernard VAUQUOIS

1^{re} THÈSE : Étude de la composante lentement variable du rayonnement radioélectrique solaire.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 8 mars 1958 devant la Commission d'examen :

MM. DANJON	<i>Président.</i>
SCHATZMAN	} <i>Examineurs.</i>
VILLE	

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole-France

PARIS 7^e

1959

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE TITRE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Bernard VAUQUOIS

1^{re} THÈSE : Étude de la composante lentement variable du rayonnement radioélectrique solaire.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 8 mars 1958 devant la Commission d'examen :

MM. DANJON	<i>Président.</i>
SCHATZMAN	} <i>Examineurs.</i>
VILLE	



SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole-France

PARIS 7^e

1959

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen. J. PÉRÈS.

PROFESSEURS

G. JULIA.	T Analyse sup. et Algèbre sup.	M. PRUVOST.	T Géologie.
FOCH.	T Mécanique phys. et expérimentale.	AMIEL.	T Chimie (P. C. B.).
PAUTHENIER.	T Électrotechnique générale.	HOCART.	T Minéralogie.
DE BROGLIE.	T Théories physiques.	J. P. MATHIEU.	T Physique (P. C. B.).
PRENANT.	T Anatomie et Histologie comparées.	COUTEAUX.	T Biologie animale (P. C. B.).
GARNIER.	T Géométrie supérieure.	MAY.	T Biologie animale (P. C. B.).
PÉRÈS.	T Mécanique des fluides et applications.	CHOQUET.	T Calcul différentiel et intégral.
LAUGIER.	T Physiologie générale.	FELDMANN.	T Biologie (P. C. B.).
M. CURIE.	T Physique (P. C. B.).	GUINIER.	T Physique (P. C. B.).
BARRABÉ.	T Géo. structurale et Géo. appliquée.	JOST.	T Biologie (P. C. B.).
G. DARMOIS.	T Calcul des probabilités et Phys. math.	FORTET.	T Calcul des Probabilités.
J. BOURCART.	T Géographie phys. et Géol. dynam.	SCHWARTZ.	T Méthode mathématique de la Phys.
PLANTEFOL.	T Botanique.	CHOUARD.	T Physiologie végétale.
GRASSE.	T Évolution des êtres organisés.	MALAVARD.	T Aviation.
PRÉVOST.	T Chimie organique.	BRELOT.	T Calcul différentiel.
BOULIGAND.	T Application de l'analyse à la Géomé.	NORMANT.	T Chimie (P. C. B.).
CHAUDRON.	T Chimie appliquée.	BENARD.	T Chimie (P. C. B.).
WYART.	T Minéralogie.	BUVAT.	T Botanique (E. N. S.).
TEISSIER.	T Zoologie.	DUGUE.	T Statistiques mathématiques.
MANGENOT.	T Biologie végétale.	GELOSO.	T Chimie (S. P. C. N.).
P. AUGER.	T Physique quantique et Relativité.	SOULAIRAC.	T Psychophysologie.
MONNIER.	T Physiologie des fonctions.	ULRICH.	T Physiologie végétale.
PIVETEAU.	T Géologie.	MARÉCHAL.	T Optique théorique et appliquée.
ROCARD.	T Physique (E. N. S.).	KIRRMANN.	T Théories chimiques.
H. CARTAN.	T Mathématiques (E. N. S.).	CHADEFAUD.	T Botanique.
LAFFITTE.	T Chimie générale.	DESTRIAU.	T Physique (M. P. C.).
FAVARD.	T Mécanique générale.	Mlle LE BRETON.	T Physiologie générale.
COULOMB.	T Physique du Globe.	SALEM.	T Mathématiques générales.
Mlle COUSIN.	T Biologie animale (P. C. B.).	LELONG.	T Mathématiques générales.
CHRÉTIEN.	T Chimie minérale.	DEVILLERS.	T Anatomie et Histologie comparées.
P. DRACH.	T Zoologie.	EHRESMANN.	T Topologie algébrique.
KASTLER.	T Physique.	FRANÇON.	T Physique (M. P. C.).
EPHRUSSI.	T Génétique.	GLANGEAUD.	T Géographie phys. et Géol. dynam.
WURMSER.	T Biologie physico-chimique.	GODEMENT.	T Mathématiques (M. P. C.).
RIVIÈRE.	T Géologie (S. P. C. N.).	PISOT.	T Calcul des Probabilités.
GAUTHERET.	T Biologie végétale (P. C. B.).	ROCH (E.).	T Géologie.
LUCAS.	T Recherches physiques.	SCHATZMAN.	T Astrophysique.
A. THOMAS.	T Biologie cellulaire.	TERMIER.	T Paléontologie stratigraphique.
ARNULF.	T Optique appliquée.	ZAMANSKY.	T Mathématiques générales.
M. MORAND.	T Physique.	JOLIOT.	T Physique nucléaire et Radioactivité.
SOLEILLET.	T Physique.	LENNUIER.	T Physique (P. C. B.).
FORTIER.	T Mécanique expérimentale des fluides.	RIZET.	T Génétique.
DANJON.	T Astronomie.	Mme TONNELAT.	T Théories physiques.
LAPORTE.	T Physique générale et radioactivité.	DIXMIER.	T Mathématiques (M. P. C.).
JANET.	T Mécanique analyt. et Mécan. céleste.	SOUCHAY.	T Chimie (P. C. B.).
PETIT.	T Biologie maritime.	AIGRAIN.	T Physique (P. C. B.).
QUENEY.	T Météorol. et dynam. atmosphérique.	BRUSSET.	T Chimie (P. C. B.).
GALLIEN.	T Embryologie.	M. LÉVY.	T Physique théorique.
EICHHORN.	T Biologie végétale (P. C. B.).	LENORMANT.	T Physiologie.
DE CUGNAC.	T Biologie végétale (P. B. C.).	Mme CHAIX.	T Chimie biologique.
Mlle CAUCHOIS.	T Chimie physique.	Mme HUREL-PY.	T Biologie végétale (P. C. B.).
THELLIER.	T Physique du Globe.	PIAUX.	T Chimie (P. C. B.).
L'HÉRITIER.	T Génétique.	BRUN.	T Mécanique expérimentale des fluides.
GRIVET.	T Radioélectricité.	LEDERER.	T Chimie biologique.
PONCIN.	T Mécanique des fluides.	Mme DUBREIL- JACOTIN.	T Mathématiques.
DUBREIL.	T Arithmétique et théorie des nombres.	Mme LELONG- FERRAND.	T Mathématiques.
QUELET.	T Chimie organique.	BELLAIR.	T Géologie (S. P. C. N.).
CAGNIARD.	T Géophysique appliquée.	COTTE.	T Physique (M. P. C.).
CHAMPETIER.	T Chimie macromoléculaire.	DUBOIS J. E.	T Chimie.
CUVILLIER.	T Géol. structurale et Géol. appliquée.	LAMOTTE.	T Zoologie.
JUNG.	T Pétrographie.	MICHEL.	T Chimie (P. C. B.).
TRILLAT.	T Microscopie et diffraction électron.	OLMER.	T Énergétique générale.
WIEMANN.	T Chimie organique structurale.	ROUAULT.	T Physique (S. P. C. N.).
JACQUINOT.	T Spectroscopie et Physique céleste.	GAUTHIER.	T Mécanique appliquée.
VASSY.	T Physique de l'atmosphère.		
DESTOUCHES.	T Théories physiques.		

Secrétaire Général. Ch. MONIER.

ÉTUDE DE LA COMPOSANTE LENTEMENT VARIABLE DU RAYONNEMENT RADIOÉLECTRIQUE SOLAIRE

par Bernard VAUQUOIS

SOMMAIRE. — *Le but de ce travail est l'étude de la composante lentement variable du rayonnement radioélectrique solaire à l'aide des mesures du flux global accumulées dans de nombreux observatoires de 1950 à 1955. Le domaine spectral choisi est celui des ondes centimétriques et décimétriques où l'intensité de cette composante est plus facilement atteinte. L'idée physique qui sert de guide tout au long de cette étude est la notion de centre d'activité radioélectrique (C. A. R.) correspondant à une région perturbée de l'atmosphère solaire, et rayonnant sur toutes les fréquences; le premier objectif consiste alors à déterminer les caractéristiques d'un centre moyen et le deuxième à proposer un modèle répondant à ces caractéristiques.*

La méthode utilisée pour obtenir les caractéristiques du centre d'activité radioélectrique est une étude comparative de ces centres avec les phénomènes optiques de l'activité solaire (taches, facules, jets coronaux). On cherche tout d'abord l'influence des deux paramètres position sur le soleil θ et temps τ sur le rayonnement d'un tel centre. On a ainsi trouvé qu'il existe un assombrissement centre-bord voisin d'une loi en $\cos \theta$ pour les fréquences élevées, plus éloigné de cette loi pour les fréquences les plus basses. On a également trouvé la courbe d'évolution du flux en fonction du temps et montré ainsi que le rayonnement radioélectrique d'un centre actif persiste après la disparition de la tache associée mais s'éteint avant la disparition de la plage faculaire. La persistance relative du centre radio par rapport aux taches en fonction de la longueur d'onde a fait l'objet d'une étude spéciale.

La connaissance des propriétés caractéristiques du centre d'activité radioélectrique (évolution du rayonnement au cours du temps et assombrissement centre-bord, lors de son passage dans l'hémisphère visible) ne fournit pas tous les éléments indispensables à la recherche du modèle. Aussi ajoute-t-on un certain nombre d'hypothèses :

- a) *sur le mécanisme d'émission (supposé thermique) ;*
- b) *sur la forme géométrique (supposée simple).*

On construit alors un modèle approché en négligeant les phénomènes de moindre importance. On indique ensuite la manière dont on envisage le calcul rigoureux qui ne peut conduire au modèle compatible avec les observations que par approximations successives. Le calcul complet a été exécuté une fois pour juger la valeur du modèle approché cité plus haut.

SUMMARY. — *The purpose of this work is a statistical analysis of the slowly varying component of solar radioemission using total intensity measured in several observatories from 1950 to 1955. Only centimetric and decimetric waves radiations are considered, since metric waves radiation shows other important and intense phenomena superimposed upon the slowly varying component. The whole of this analysis is based on the notion of « radioelectric active center » which would*

correspond to a disturbed region in the solar atmosphere radiating the whole spectrum. This work is divided in two parts :

In the first part we shall investigate some typical features of these radioelectric centers ; in the second we shall suggest a model of such a center.

In the first place we investigate the relations between the radio-centers and the associated optical phenomena : sunspots, faculae, coronal green line emission. We look for the effect of position θ and age τ of a radio-center upon its radio properties. We find that the relation with θ is a limb darkening function, well approximated by a $\cos \theta$ law for the highest frequencies; the functions deduced for lower frequencies lie higher than a $\cos \theta$ law. As to the effect of the age τ of the radiocenters, we find that they remain observable after the associated sunspot has disappeared but vanishes before the associated facula.

To propose a model of such a disturbed region we need two further hypothesis :

- the radio emission is of thermal origin ;
- the general shape of the region is simple.

Then we are able to adjust the model to the observed datas. First, by simple computation we try to get the geometrical and physical parameters of this model. Finally, we use the formulas we have given for a strict computation in order to test the validity of our approximation conditions. We show that errors introduced by approximation are kept smaller than the observational data accuracy.

Резюме. — Целью настоящей работы является исследование медленно изменяющегося компонента солнечного радиоэлектрического излучения на основании измерений общего потока, полученных на многих обсерваториях в период от 1950 по 1955 год. Было рассмотрено только излучение на сантиметровых и на дециметровых волнах, так как излучение на метрических волнах сопровождается другими важными и интенсивными явлениями, которые мешают выявлению медленно изменяющегося компонента. В основу настоящего исследования было положено понятие о центре радиоэлектрической активности (C.A.R.), соответствующем возмущенной области солнечной атмосферы и излучающем на всех частотах. Первой целью является тогда определение характеристик среднего центра и второй — предложение модели, отвечающей этим характеристикам.

Для получения характеристик центра радиоэлектрической активности был применен метод сравнительного изучения этих центров с оптическими явлениями солнечной активности (пятнами, факелами, зеленой корональной линией). Прежде всего исследовалось влияние двух параметров : положения на солнце θ и времени τ на излучение такого центра. Таким путем было найдено существование потемнения центр-край, более близкое к закону $\cos \theta$ для высоких частот, чем для низких. Получена также кривая эволюции потока в функции времени и показано, таким образом, что радиоэлектрическое излучение активного центра продолжается и после исчезновения связанного с ним пятна, но что оно затухает до исчезновения участка факелов.

Относительная устойчивость радиоцентра по отношению к пятнам в функции длины волны является предметом специального исследования.

Ознакомление с характеристическими свойствами центра радиоэлектрической активности (эволюция излучения в течение времени и потемнение центр-край при его прохождении по видимому полушарию) не доставляет всех элементов, необходимых для исследования модели. Вследствие этого приходится пользоваться некоторыми дополнительными гипотезами :

- a) о механизме излучения (предполагаемого тепловым) ;
- b) о геометрической форме (предполагаемой простой).

Тогда, пренебрегая явлениями меньшей важности, строится приближенная модель. Затем указывается метод, которым предполагается делать точное вычисление, приводящее к модели, согласной с наблюдениями, только последовательными приближениями. Для оценки значения приближенной модели, указанной выше, было сделано один раз полное вычисление.

INTRODUCTION

Un des aspects frappants du rayonnement radioélectrique solaire en contraste avec son rayonnement lumineux, est sa grande variabilité. Dès les premières observations on a constaté des sursauts d'intensité des dizaines de fois (et même des centaines de fois) supérieurs au niveau normal et cela durant quelques secondes ou quelques minutes : ce sont les « bursts » et les « outbursts ». Par la suite des variations moins spectaculaires, de plus faible amplitude (environ 30 % de l'intensité normale) et de longue période (27 jours) ont été mises en évidence par les observations sur ondes centimétriques et décimétriques où les « bursts » et « outbursts » sont rares et relativement peu importants. On s'est vite rendu compte que cette variation était en étroite corrélation avec le nombre de WOLF ou la surface des taches présentes sur le soleil, et elle a reçu le nom de composante lentement variable. Aussi, selon la classification universellement adoptée, distinguerons-nous dans le rayonnement radio-électrique solaire :

1° Une composante de base stable d'origine thermique représentant l'émission d'un corps noir à une certaine température.

2° Une composante lentement variable, associée au passage des taches sur le disque, également d'origine thermique.

3° Les phénomènes dont l'origine semble ne pas être thermique, tels les orages de bruit associés aux centres optiques de l'activité solaire, les outbursts liés aux éruptions et les bursts qui se superposent à ces formes particulières de rayonnement ou qui apparaissent isolés. Le mécanisme d'émission de ces phénomènes est l'objet de nombreuses hypothèses [20], [19].

Le présent travail est consacré à l'étude de la composante lentement variable à l'aide des mesures accumulées au cours du dernier cycle d'activité solaire dans de nombreux Observatoires. Ce n'est que sur les ondes centimétriques et décimétriques que la composante lentement variable se distingue aisément des orages de bruit et des sursauts (bursts et outbursts) ; elle existe aussi sur ondes métriques, mais les émissions non thermiques prennent alors une importance relative si grande qu'elles masquent complètement l'émission thermique qui nous intéresse. Aussi, utiliserons-nous uniquement les mesures obtenues sur des fréquences supérieures à 600 Mc/s.

Comme il est bien établi que la composante lentement variable provient de plages limitées de l'atmosphère solaire, associées étroitement aux centres d'activité observables optiquement, notre but sera de spécifier la morphologie de ces plages actives radioélectriques, de déterminer leur altitude dans la chromosphère et la

couronne, de préciser leur évolution en relation avec la vie des groupes de taches auxquelles elles sont associées.

Le rayonnement radioélectrique thermique du soleil a déjà fait l'objet d'études diverses. En particulier, A. E. COVINGTON [10] et W. N. CHRISTIANSEN [6] ont montré la corrélation existant entre les mesures sur ondes décimétriques et la surface des taches.

En outre, différents modèles ont été proposés pour rendre compte de l'accroissement d'intensité observé lors du passage de taches. J. F. DENISSE [11] distingue les altitudes d'émission correspondant à l'onde ordinaire et à l'onde extraordinaire de l'émission gyromagnétique d'une région de l'atmosphère solaire soumise au champ magnétique d'une tache. Il calcule l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption de ces deux ondes ; il montre alors que l'onde extraordinaire se réfléchit à une altitude beaucoup plus élevée dans l'atmosphère solaire, que l'onde ordinaire pour une épaisseur optique égale à 1. Comme la température est croissante avec l'altitude, il en résulte que cette surface rayonnera sur la longueur d'onde gyromagnétique comme un corps noir à quelques millions de degrés et apparaîtra 5 à 10 fois plus brillante que le fond coronal ou chromosphérique.

PIDDINGTON et MINNETT [23] envisagent au voisinage des taches, dans la basse atmosphère du soleil des zones chaudes de l'ordre de 10^7 °K. Ils supposent également la présence d'un champ magnétique dans cette région et entreprennent un calcul comparable à celui effectué par DENISSE.

M. WALMEIER [33] rend responsable de la composante lentement variable des condensations coronales formées de couches hémisphériques concentriques. Il a calculé l'émission de plusieurs modèles avec des échelles de température différentes et choisi le mieux adapté à rendre compte des observations de COVINGTON sur 2 800 Mc/s.

Ces différentes interprétations présentent un caractère commun : elles conduisent à un modèle de centre émissif en définissant *a priori* l'emplacement de ce centre dans l'atmosphère solaire, et en ajustant les conditions de température et de pression de sorte que l'intensité calculée soit en accord satisfaisant avec l'intensité observée sur une longueur d'onde ou dans un domaine spectral restreint.

Dans cette thèse nous dégageons d'abord la notion de centre d'activité radioélectrique, que dans toute la suite nous appellerons C. A. R. Il s'agit en fait d'une région anormale de l'atmosphère solaire que nous connaissons seulement par son rayonnement sur diverses fréquences. Avant d'en imaginer un modèle précisant à la fois les paramètres géométriques et physiques nous chercherons à mettre en relief les propriétés caractéristiques des C. A. R. Dans ce but, nous les associerons aux phénomènes optiques de l'activité. Notons dès à présent que la connaissance du rayonnement des C. A. R. n'est pas directe. En effet, le pouvoir de résolution des radiotélescopes est trop faible pour séparer les centres actifs ; en outre, durant

les périodes d'assez forte activité les radiointerféromètres eux-mêmes n'étant bien souvent très directifs que dans une dimension, intègrent l'émission de plusieurs centres ; nous devons donc renoncer sauf dans quelques cas rares, à suivre individuellement chaque centre actif. A l'aide de méthodes statistiques, nous définirons le comportement d'un centre moyen par comparaison de ses propriétés radioélectriques à celles des phénomènes de l'activité solaire.

Dans le premier chapitre, nous étudions simultanément l'influence de la position et de l'âge des taches sur le rayonnement d'un centre actif. D'une part nous faisons apparaître des fonctions d'assombrissement centre-bord des plages actives pour différentes longueurs d'onde et notons la dissymétrie Est-Ouest plus ou moins accusée suivant la fréquence utilisée ; d'autre part nous obtenons des fonctions de vieillissement des plages actives par rapport aux taches permettant de comparer les durées de vie moyenne des deux phénomènes.

Les résultats obtenus nous ayant montré la longévité relative des centres d'activité par rapport aux taches, nous essayons dans le deuxième chapitre d'évaluer cette persistance du rayonnement renforcé. Nous effectuons le calcul de cette persistance pour plusieurs longueurs d'onde de manière à connaître, en première approximation, les couches de l'atmosphère solaire les plus promptes à redevenir normales.

L'évolution d'une tache s'étant avérée être un phénomène de trop courte durée pour servir de référence à celle d'un centre actif, nous sommes naturellement conduits à utiliser un phénomène de l'activité optique de vie plus longue : l'évolution des plages faculaires. L'objet du troisième chapitre, par analogie avec celui du premier, est donc d'étudier simultanément l'influence de la position, de l'âge et de la brillance des facules sur le rayonnement d'un C. A. R. Nous obtenons ainsi pour différentes fréquences des fonctions d'assombrissement et de vieillissement par rapport aux facules des centres d'activité radioélectriques. Nous discutons ces résultats et les comparons à ceux acquis au cours du premier chapitre lorsque les taches représentaient nos éléments optiques de référence.

Dans le quatrième chapitre, nous étudions les corrélations entre la composante lentement variable sur les diverses fréquences déjà utilisées et les jets coronaux sur 5 303 Å. Une nouvelle méthode doit être envisagée puisque les mesures de la raie coronale verte ne peuvent être faites qu'au bord et que, en conséquence, nous n'avons pas de représentation de la couronne monochromatique dans tout l'hémisphère visible. Les corrélations ainsi obtenues sont moins significatives que celles mises en relief lorsque nous comparions les C. A. R. aux groupes de taches et aux plages faculaires ; mais nous montrons l'existence d'une relation entre la fréquence du rayonnement radioélectrique et l'altitude de la couche de l'atmosphère solaire responsable de ce rayonnement.

L'étude d'un modèle de C. A. R. rendant compte des caractères que nous

avons explicités au cours de ce qui précède, fait l'objet du cinquième et dernier chapitre. Cette étude est divisée en deux parties :

1° La variation en fonction du temps de l'émission d'un « C. A. R. moyen » correspondant à des groupes de taches d'aire moyenne 200 millièmes. La variation relative de cette intensité par rapport aux phénomènes optiques sert précisément de base à ce calcul du rayonnement absolu que nous précisons.

2° Après avoir déterminé l'âge moyen des centres qui sont intervenus dans nos statistiques, nous recherchons pour un C. A. R., de cet âge les paramètres géométriques et physiques qui interviennent dans le calcul du rayonnement. La connaissance de la courbe d'évolution permet ainsi de reprendre un calcul identique pour déterminer de nouveau ces paramètres correspondant à un centre d'âge quelconque.

Nous commençons par obtenir une première approximation des dimensions et de l'altitude d'un C. A. R., dans le domaine spectral qui nous intéresse en utilisant les fonctions d'assombrissement centre-bord ; nous donnons ensuite une échelle de température et de pression électronique de manière que le rayonnement calculé dans l'hypothèse d'une émission thermique soit en accord avec le rayonnement observé. Enfin, une retouche des paramètres géométriques permettra de réduire les écarts enregistrés entre ces deux valeurs du rayonnement.

Mes remerciements vont tout d'abord au C. N. R. S. qui m'a apporté l'aide matérielle indispensable.

Je remercie particulièrement M. A. DANJON, Directeur de l'Observatoire de Paris, qui m'a accueilli à la section d'astrophysique de Meudon et a bien voulu être mon Directeur de Recherches au C. N. R. S. Je remercie également le R. P. LEJAY, mon Parrain de Recherches qui a suivi l'évolution de mon travail avec une bienveillante attention. J'exprime ici ma reconnaissance à M. R. MICHARD qui a orienté mes recherches, m'a prodigué ses conseils sur les nombreux problèmes soulevés dans cette thèse et qui a mis à ma disposition M. GEOFFROY pour l'exécution d'une partie appréciable du travail matériel. Mes remerciements vont aussi à MM. J. F. DENISSE et J. ARSAC qui se sont intéressés à mes recherches et me sont venus en aide au cours de conversations très enrichissantes. Mes collègues du laboratoire de radio-astronomie m'ont également donné, chacun dans sa spécialité, de précieux renseignements.

Enfin, je ne saurais trop exprimer ma gratitude à la Compagnie des Machines BULL et à la Compagnie I. B. M. France qui m'ont laissé gracieusement la disposition de leurs calculateurs électroniques et à leurs ingénieurs qui m'ont si aimablement initié à la technique de leurs machines.

CHAPITRE I

Dans ce chapitre, nous nous proposons de comparer le comportement du centre d'activité radioélectrique à celui des taches. Il a été montré plusieurs fois que la corrélation entre l'aire totale des taches et le flux radioélectrique était excellente ; elle est d'ailleurs d'autant plus étroite que la fréquence utilisée est plus élevée.

Soit F_λ le flux radioélectrique émis par le soleil sur la longueur d'onde λ

$$F_\lambda = F_{0\lambda} + \Phi_\lambda$$

$F_{0\lambda}$ étant le rayonnement de la composante de base et Φ_λ celui de la composante lentement variable, représentant la somme des émissions de tous les centres d'activité. Nous appellerons φ_λ le rayonnement relatif à un seul de ces centres. Afin de mettre en évidence la corrélation étroite entre l'aire des taches et le flux radioélectrique, COVINGTON [10] pose :

$$(1) \quad \varphi_\lambda = k.a$$

a étant l'aire de la tache associée au centre actif dont l'émission est φ_λ .

Dans ces conditions

$$\Phi_\lambda = \Sigma \varphi_\lambda = k \Sigma a$$

Σa représentant la surface totale des taches présentes sur le disque. $F_{0\lambda}$ est obtenu par extrapolation sur un graphique où l'on a porté a en abscisse et F_λ en ordonnée. La relation (1) permet alors de prévoir la valeur du flux radioélectrique sur la longueur d'onde λ pour un jour où l'on a mesuré l'aire des taches.

Bien que séduisante par sa simplicité, cette relation doit être soumise à certaines objections :

1° COVINGTON [1] reconnaît que pour une même longueur d'onde (10,7 cm) le niveau de base du soleil calme $F_{0\lambda}$ ne reste pas constant si l'on considère des échantillons à des périodes différentes du cycle. Ce phénomène peut déjà mettre en doute la notion de composante stable ou du moins suggère-t-il l'existence d'une composante très lentement variable de période égale à celle de l'activité (11 ans). Pour ne pas subir l'influence d'une telle variation, nous effectuerons nos calculs sur des échantillons dont la durée ne dépasse pas une année.

2° J. F. DENISSE [11] a montré que la corrélation aire des taches-flux radio était sensiblement améliorée si l'on substituait à Σa une combinaison linéaire convenablement choisie de Σa et de $\Sigma a \cdot \cos \theta$, θ représentant l'angle du centre de gravité du groupe de taches au centre du disque. C'était là le premier pas vers l'hypothèse d'un assombrissement centre-bord de l'émission d'une région active. D'une manière plus précise, en 1953 M. WALDMEIER [32] a montré également

l'influence de la position des taches sur le rayonnement radioélectrique correspondant ; il a alors substitué aux condensations coronales hémisphériques proposées trois ans plus tôt, des condensations de forme ellipsoïdales dont l'aplatissement est calculé de manière à rendre compte de l'assombrissement observé.

Nous avons nous-même reconnu directement cet assombrissement centre-bord, par l'observation de passages de taches isolées pendant la période de minimum d'activité 1953-1954. Nous nous sommes assurés que cette courbe d'assombrissement coïncidait avec celle obtenue par une méthode statistique pour une période où plusieurs taches étaient simultanément présentes sur le disque [29]. Nous sommes donc fondés à représenter φ_λ non plus par une fonction de a seul, mais par une fonction de a et de θ .

3° Il a été supposé jusqu'ici que l'évolution d'un centre d'activité radioélectrique se confondrait avec celle de l'aire d'une tache ; mais, nous n'avons aucune raison de penser qu'à deux taches équidistantes du centre et d'aires égales vont correspondre deux centres d'activité de même intensité si l'une des taches est vieille et l'autre jeune. En d'autres termes, nous avançons l'hypothèse d'une évolution du rayonnement du centre actif différente de l'évolution d'une tache.

Dans une étude préliminaire [30], [31] nous avons en effet remarqué l'influence de l'âge d'une tache sur l'émission de la région active associée. Nous allons reprendre cette étude d'une manière systématique en recherchant des fonctions de « vieillissement par rapport aux taches » des centres actifs sur diverses longueurs d'onde à des périodes différentes du cycle de l'activité solaire.

Dans ces conditions φ_λ sera fonction de :

a aire de la tache associée ;

θ sa distance au centre du disque ;

τ son âge estimé en jours.

$$(2) \quad \varphi_\lambda = f(a, \theta, \tau).$$

Malgré le progrès accusé par la relation (2) sur la formule simple (1) il nous faut signaler deux éventualités qui mettent la méthode en défaut. L'équation (2) en effet suppose qu'il n'existe pas de centre d'activité radioélectrique sans qu'une tache ne signale sa présence d'une manière visible : réciproquement, il faut admettre aussi qu'à toute tache est associé un C. A. R. Nous avons pu toutefois remarquer pendant la période de minimum d'activité (1953-1954) que ces éventualités étaient rares. Faute de pouvoir en tenir compte, du moins pour le moment, nous nous résignerons à une dispersion supplémentaire dans nos résultats. D'autre part il serait vain de vouloir chercher une relation trop rigoureuse quand nous savons que la précision des mesures radioélectriques (surtout celles des premières années, de la radioastronomie) ne le permet pas.

REPRÉSENTATION DU RAYONNEMENT D'UN C. A. R.

Puisque nous avons remarqué que la position et l'âge avaient une influence indépendante l'une de l'autre, nous sommes fondés à représenter φ_λ par une équation de forme moins générale que l'équation (2). Nous écrirons alors que le rayonnement d'un C. A. R., est proportionnel au produit de l'aire de la tache par une fonction de θ seul et par une fonction de τ seul.

Ainsi,

$$(3) \quad \varphi_\lambda = C_\lambda \cdot a \cdot f_1(\theta) \cdot f_2(\tau).$$

Nous appellerons $f_1(\theta)$ fonction d'assombrissement.

Et $f_2(\tau)$ fonction de vieillissement par rapport aux taches.

La constante C_λ est déterminée par les conditions suivantes :

a) $f_1(\theta) = 100$ pour $\theta = 0$; ainsi $f_1(\theta_i)$ représente le pourcentage du rayonnement d'un C. A. R., situé au centre du disque, que l'on reçoit lorsqu'un C. A. R., de même âge se trouve à la distance θ_i du centre.

b) $f_2(\tau) = 1$ pour $\tau = 0$.

Notons que les deux membres de l'équation (3) doivent être homogènes sachant que φ_λ est mesuré en watts/m₂.c/s et que a est mesuré en millionièmes de l'aire de l'hémisphère photosphérique donc sans dimension. Cette remarque permet de définir la dimension du coefficient C_λ .

PRÉPARATIONS DES ÉCHANTILLONS

Nous devons résoudre le problème du choix des échantillons en fonction des critères suivants :

a) Chacun d'eux doit s'étendre sur une période assez longue pour que la quantité d'informations justifie la méthode statistique exposée plus loin. En effet, nous devons disposer de plus d'une centaine de mesures radioélectriques journalières sur une fréquence donnée. Une période de quatre mois s'avère alors beaucoup trop courte si l'on tient compte du fait que ces mesures ne sont pas régulières et que l'on rencontre fréquemment des lacunes d'observations de plusieurs jours consécutifs.

D'autre part nous ne pouvons prolonger à notre gré l'étendue d'un échantillon puisque nous avons remarqué que la composante de base subissait une variation lente au cours du cycle. D'après les études de COVINGTON on peut admettre que cette variation est négligeable au cours d'une année. En conséquence nos échantillons s'étendront sur douze mois environ (quelquefois un peu plus) pour satisfaire aux deux conditions précédentes.

b) Nous désirons non seulement préciser la morphologie des C. A. R. par comparaison avec les phénomènes optiques qui leur sont associés, mais encore nous rendre compte si un comportement analogue doit être envisagé pour les différentes époques du cycle d'activité. Aussi devons-nous préparer pour une même longueur d'onde plusieurs échantillons répartis au cours du cycle. Compte tenu du travail matériel considérable que représente la préparation des informations optiques (taches dans le présent chapitre, puis facules dans le chapitre III) nous nous arrangerons pour que ce travail soit utilisé dans sa presque totalité lorsque des échantillons s'adressent à d'autres longueurs d'onde. L'utilisation des mêmes données optiques pour des échantillons sur plusieurs longueurs d'onde n'est d'ailleurs pas une simple commodité ; elle est nécessaire pour que les résultats en diverses fréquences soient comparables car nous cherchons les caractères d'un C. A. R., « moyen » unique rayonnant dans le domaine spectral que nous avons limité.

Il nous est alors impossible d'utiliser l'année 1947, maximum d'activité du dernier cycle faute de mesures radioélectriques régulières sur plusieurs fréquences. La période la plus active du dernier cycle qui nous permet d'extraire des échantillons se situe autour de 1949-1950.

TABLEAU I
E : MESURES FOURNISSANT UN ÉCHANTILLON

FRÉQUENCES UTILISÉES Mc/s	545	600	1 000	1 200	2 800	3 260	3 750	9 400
Provenance	Neder- horst	Sydney	Meudon	Sydney	Ottawa	Osaka	Nagoya	Sydney
Série 1 Sept. 49 Déc. 50		E		E	E			
Série 2 Oct. 52 Oct. 53		E		E	E	E	E	E
Série 3 Déc. 54 Déc. 55	E	E	E		E		E	

Pour chacune de ces périodes, nous avons dressé un tableau donnant jour par jour l'aire vraie a , la position θ , et l'âge τ de chaque tache ainsi que le flux

radioélectrique enregistré sur les diverses fréquences utilisées. La position et l'aire de chaque tache sont tirées de l'U. S. Naval Observatory Circular. Nous avons rencontré une première difficulté pour déterminer leur âge puisque la moitié d'entre elles naissent sur l'hémisphère invisible. Nous avons utilisé deux méthodes pour réaliser cette estimation avec assez de précision :

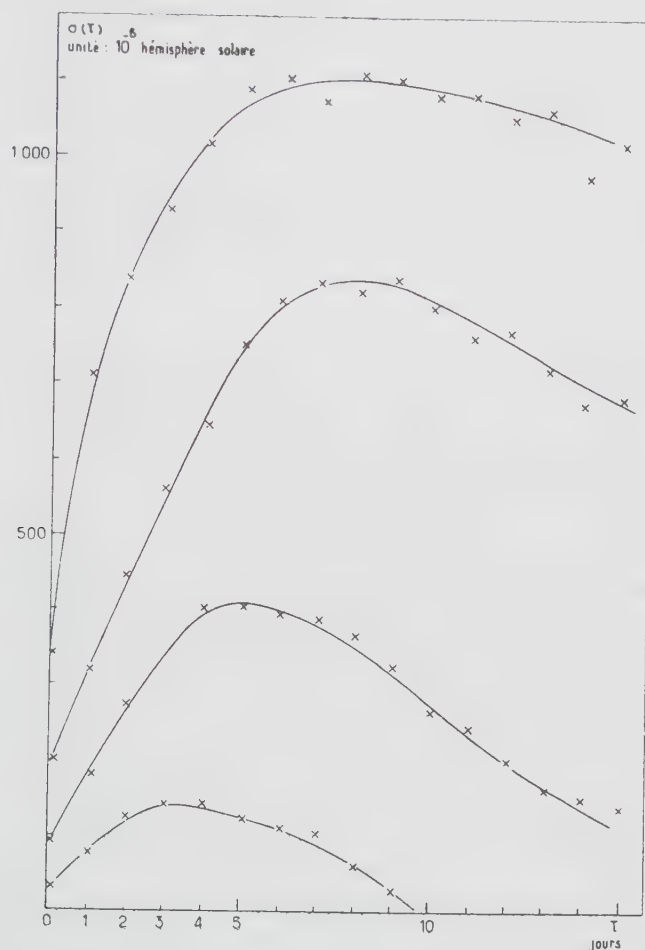


FIG. 1. — Aire des taches en fonction du temps.

1° L'examen des clichés K_1 et K_3 pris au spectrohéliographe de Meudon, montrant l'évolution de la tache (ou plutôt du groupe de taches) et de la facule correspondante, au cours de leur passage sur le disque permet de déterminer leur âge à 2 ou 3 jours près. Nous devons à M^{me} D' AZAMBUJA qui nous a fait profiter de son expérience, l'emploi de cette méthode.

2° Nous avons tracé pour chaque tache née sur l'hémisphère visible la courbe représentant l'aire en fonction de l'âge. Nous avons classé ces taches en quatre catégories :

$$\begin{aligned}
&\text{aire maximum} < 200 \text{ millionièmes} \\
200 \text{ millionièmes} &< \text{maximum} < 600 \text{ millionièmes} \\
600 \text{ millionièmes} &< \text{maximum} < 1\,000 \text{ millionièmes} \\
1\,000 \text{ millionièmes} &< \text{maximum}.
\end{aligned}$$

Pour chacune de ces catégories nous avons obtenu des courbes moyennes d'évolution (fig. 1). Le tracé de la courbe d'évolution de l'aire d'une tache d'âge inconnu mais que nous pouvions toujours rapporter à l'une des catégories définies ci-dessus au cours de son passage sur le disque nous a ainsi fourni une deuxième estimation par comparaison avec la courbe type. Nous avons éprouvé la méthode sur des taches d'âge connu et avons très rarement commis des erreurs supérieures à 2 jours. L'estimation de l'âge par ces deux moyens a d'ailleurs fourni des résultats concordants.

CALCUL DES FONCTIONS D'ASSOMBRISSEMENT ET DES FONCTIONS DE VIEILLISSEMENT

Reprenons la formule (3)

$$(3) \quad \varphi_{\lambda} = C_{\lambda} \cdot a \cdot f_1(\theta) \cdot f_2(\tau)$$

représente l'émission d'un seul C. A. R., correspondant à un groupe de taches. Pour un jour où n groupes sont visibles nous ne connaissons que la somme des flux relatifs à chaque centre.

$$\Phi_{\lambda} = \sum_{i=1}^n \varphi_i$$

ou

$$(4) \quad \Phi_{\lambda} = C_{\lambda} \sum_{i=1}^n a_i \cdot f_1(\theta_i) \cdot f_2(\tau_i) = F_{\lambda} - F_{0\lambda}$$

$F_{0\lambda}$ a été déterminé pour chaque longueur d'onde et pour chaque échantillon par extrapolation sur un graphique représentant F_{λ} en fonction de Σa .

Chaque échantillon s'étalant sur une période d'un an environ, $F_{0\lambda}$ peut être considéré stable.

La détermination des fonctions $f_1(\theta)$ et $f_2(\tau)$ ne peut donc se faire que pour des valeurs discrètes des variables θ et τ . Pour chaque jour où F_{λ} a été mesuré nous écrivons une équation (4) liant des valeurs discrètes de $f_1(\theta)$ et de $f_2(\tau)$. Nous résoudrons par la méthode des moindres carrés le système à N équations obtenu par la traduction d'un échantillon comportant N jours d'observations. Nous limiterons le nombre des variables en les groupant par classes.

Le tableau II montre la classification adoptée. Les valeurs de θ négatives correspondent aux taches situées dans l'hémisphère Est, les valeurs de θ positives

TABLEAU II
VALEURS DISCRÈTES DE θ ET τ

$0 \leq \theta_1 \leq 15$	$— 15 \leq \theta_{-1} \leq 0$	1- 1 jours $\rightarrow \tau_1$
$16 \leq \theta_2 \leq 30$	$— 30 \leq \theta_{-2} \leq - 16$	2- 3 » $\rightarrow \tau_2$
$31 \leq \theta_3 \leq 45$	$— 45 \leq \theta_{-3} \leq - 31$	4- 6 » $\rightarrow \tau_3$
$46 \leq \theta_4 \leq 60$	$— 60 \leq \theta_{-4} \leq - 46$	7- 9 » $\rightarrow \tau_4$
$61 \leq \theta_5 \leq 70$	$— 70 \leq \theta_{-5} \leq - 61$	10-15 » $\rightarrow \tau_5$
$71 \leq \theta_6 \leq 80$	$— 80 \leq \theta_{-6} \leq - 71$	16-22 » $\rightarrow \tau_6$
$81 \leq \theta_7 \leq 90$	$— 90 \leq \theta_{-7} \leq - 81$	23-30 » $\rightarrow \tau_7$
$91 \leq \theta_8 \leq 100$	$— 100 \leq \theta_{-8} \leq - 91$	31-38 » $\rightarrow \tau_8$
$101 \leq \theta_9 \leq 110$	$— 110 \leq \theta_{-9} \leq - 101$	39-50 » $\rightarrow \tau_9$
$111 \leq \theta_{10} \leq 120$	$— 120 \leq \theta_{-10} \leq - 111$	50 et plus $\rightarrow \tau_{10}$

étant réservées pour les taches de l'hémisphère Ouest. Cette distinction entre les deux hémisphères nous permettra de nous rendre compte de l'existence éventuelle d'une dissymétrie Est-Ouest du rayonnement des centres actifs.

Si nous négligeons tout d'abord l'influence de l'âge en imposant $f_2(\tau) = 1$ nous obtenons un système linéaire dont les $f_1(\theta_i)$ sont les inconnues, que nous résolvons par la méthode des moindres carrés. Ayant ainsi dressé une première table de $f_1(\theta)$ nous reprenons les équations (4) dans lesquelles, cette fois-ci, les $f_2(\tau_i)$ sont les inconnues. Après la formation des équations normales et leur résolution, nous obtenons une première table de $f_2(\tau)$ qui permet de calculer de nouveau $f_1(\theta)$ avec une meilleure approximation et nous continuons ainsi de suite jusqu'à ce que les fonctions obtenues soient stables. L'expérience a montré que quatre itérations suffisent sur chaque fonction.

Pour éviter un système d'équations normales du vingtième ordre lors de la recherche de la table $f_1(\theta)$, nous avons d'abord choisi les équations qui font intervenir les valeurs de θ comprises seulement entre 0 et 60°. Connaissant alors les valeurs de $f_1(\theta)$ correspondantes nous avons abordé la résolution du système complet.

Nous avons programmé et codifié ce calcul pour qu'il soit exécuté par le calculateur électronique $\Gamma 3 A E T$.

RÉSULTATS

Nous classerons les résultats par ordre décroissant de longueurs d'onde. Si, pour certaines fréquences communes à plusieurs échantillons (2 800 et 3 750 Mc/s) nous aboutissons à des courbes d'assombrissement et de vieillissement cohérentes, nous avons aussi rencontré des séries de mesures (600 à 200 Mc/s) pour lesquelles

le traitement statistique nous a conduit à des résultats décevants. De fait, il s'agissait de séries comportant de nombreuses lacunes d'observation le nombre total des équations devenait alors insuffisant ; de plus elles correspondaient toujours aux mêmes valeurs de θ et de τ (en particulier trop peu d'entre elles faisaient intervenir des distances supérieures à 70° et inférieures à 20° ; de même, nous n'avions presque plus de taches vieilles de plus de 30 jours). Lorsque ce fut possible, nous avons alors étendu de 3 ou 4 mois la période de l'échantillon de manière à retrouver un nombre d'équations suffisant (une centaine au minimum). Si, en dépit de ce surcroît d'information nous obtenons des résultats inintelligibles nous admettrons que la série de mesures elle-même doit être rendue responsable de l'échec, mais non la méthode qui, par ailleurs, nous donne toute satisfaction.

Nous avons choisi 3 séries d'échantillons pour avoir une représentation des phénomènes à 3 époques différentes du cycle d'activité. En premier lieu, ce choix se traduit par une différence sensible du nombre de centres d'activité simultanément présents dans l'hémisphère visible, surtout entre la série 1 d'une part et les séries 2 et 3 d'autre part. Pour ces deux dernières nous avons pu nous faire une idée au préalable des courbes d'assombrissement et de vieillissement par l'observation de passages de centres isolés. On doit donc s'attendre à des résultats plus précis que ceux fournis par la série 1.

En second lieu, notre choix de l'époque des séries nous conduit à des échantillons pour lesquels l'aire moyenne de la surface tachée de l'hémisphère visible diffère sensiblement, non seulement à cause de l'augmentation du nombre de taches mais surtout du fait de l'accroissement de la surface de chacune d'entre elles. La moyenne de la surface des groupes est en effet pour la série 1 de 900 millions alors qu'elle est égale à 215 pour la série 2 et à 185 pour la série 3. Les résultats relatifs à chaque échantillon doivent nous permettre de suivre le comportement des centres actifs étendus (série 1) et des centres actifs restreints (séries 2 et 3). Sans préjuger du résultat nous dirons que la série 1 nous définit le centre d'activité radio « moyen » associé aux grands groupes de taches, les séries 2 et 3 le centre « moyen » associé aux petits groupes.

COURBES D'ASSOMBRISSEMENT $f_1(\theta)$

Toutes les courbes représentant $f_1(\theta)$ mettent en relief une dissymétrie Est-Ouest de l'assombrissement centre-bord des centres actifs. Nous constatons que les deux arcs d'une même courbe sont superposables si nous effectuons une translation de 12 à 14° de l'un d'eux, suivant la longueur d'onde. Si nous portons sur un graphique les valeurs de θ en abscisses et l'écart $\Delta\theta$ pour lequel la valeur de $f_1(\theta)$ de l'hémisphère Ouest est égale à celle de l'hémisphère Est, en ordonnées nous obtenons une droite parallèle à l'axe des θ , montrant que cet écart est cons-

tant et voisin de 13° . Nous avons explicité ce résultat pour 2 fréquences où il est particulièrement frappant : 1 000 Mc/s série 3 (fig. 3) et 3 260 Mc/s série 2 (fig. 5).

Comme ce phénomène se retrouve plus ou moins accentué sur les autres échantillons, nous nous sommes bornés à tracer un seul arc de la fonction d'assom-

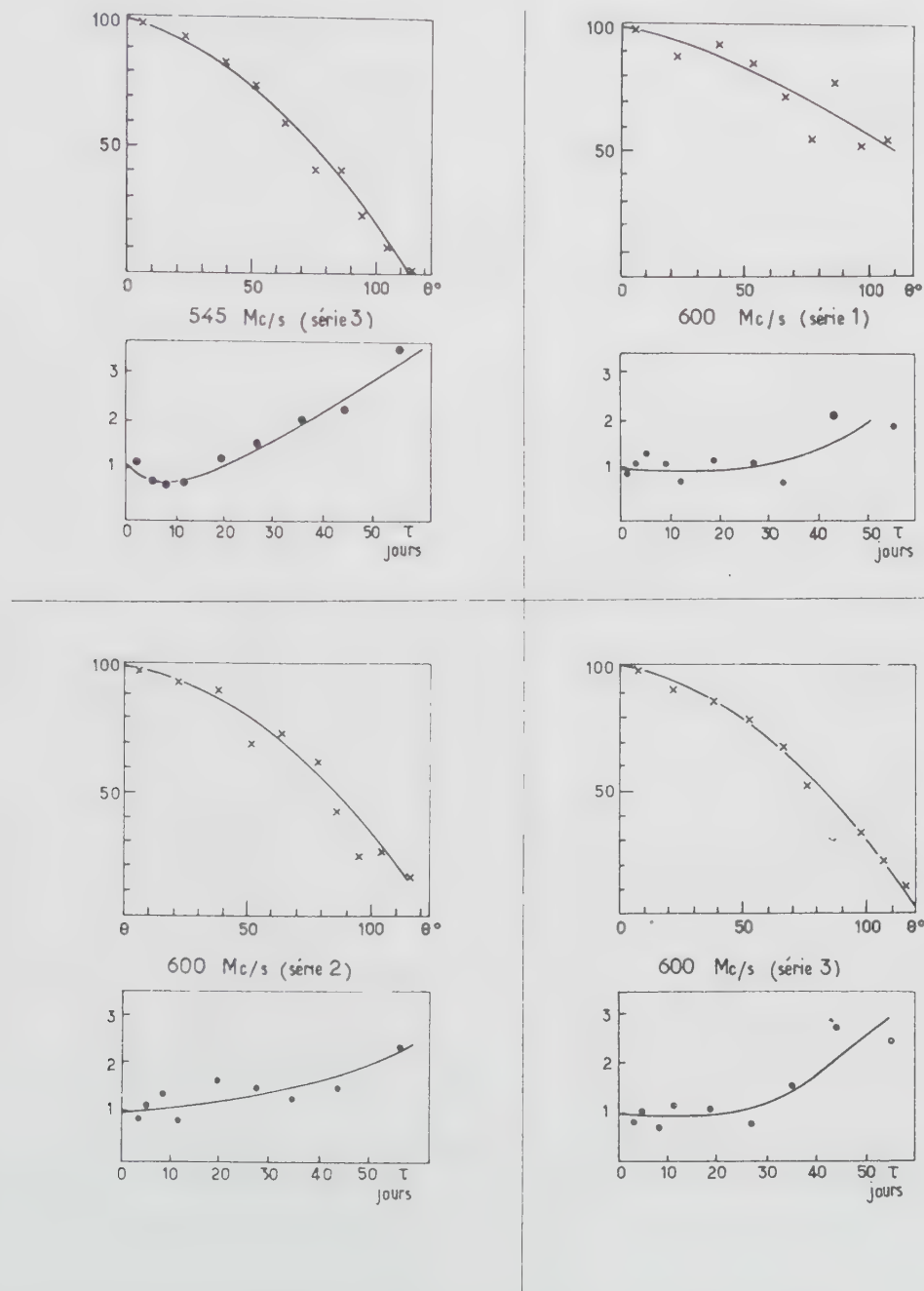


FIG. 2. — Fonctions d'assombrissement $f_1(\theta)$ (courbes du haut) et de vieillissement $f_2(\tau)$ (courbes du bas) par rapport aux taches. Fréquences : 545 et 600 Mc/s.

brissement après avoir exécuté le décalage d'abscisse convenable pour la rendre symétrique par rapport au méridien central (fig. 2, 4, 6). En outre ce décalage ne varie pratiquement pas dans le domaine spectral que nous étudions ; nous en

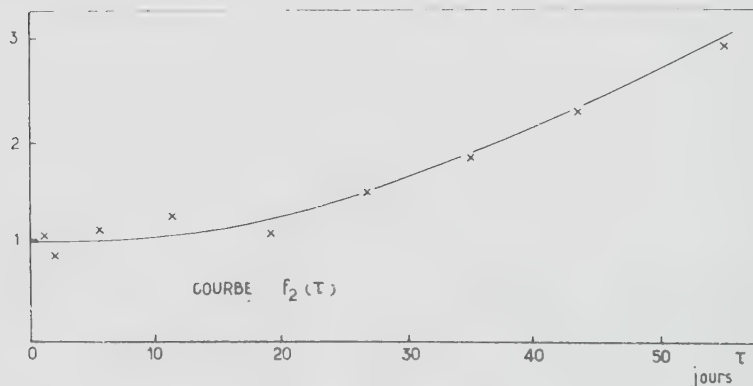
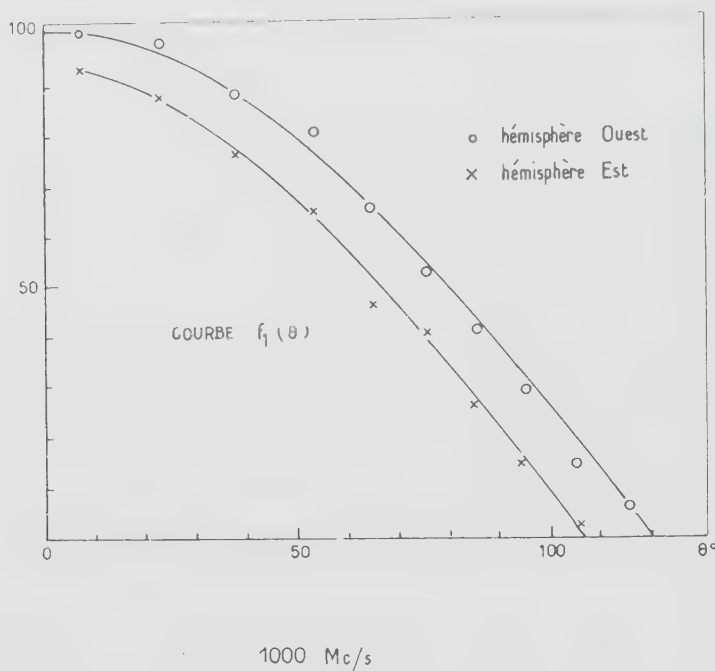


FIG. 3. — Fonctions d'assombrissement $f_1(\theta)$ (courbes du haut) et de vieillissement $f_2(\tau)$ (courbes du bas) Fréquence : 1 000 Mc/s.

déduisons que la cause ne doit pas résider dans une dissymétrie systématique de la forme géométrique du centre radio moyen, mais dans le fait que l'emplacement d'une tache ne correspond pas à celui du centre radio associé et qu'elle se trouve en moyenne 6 à 7° à l'Ouest de ce dernier.

Si nous considérons un groupe pendant les premiers jours qui suivent sa formation, le centre de gravité de ce groupe coïncide à peu près avec celui de la facule

qui l'entoure. Par contre, dès que les taches de queue ont disparu et que seule subsiste la tache de tête, la position de cette dernière présente un écart moyen en

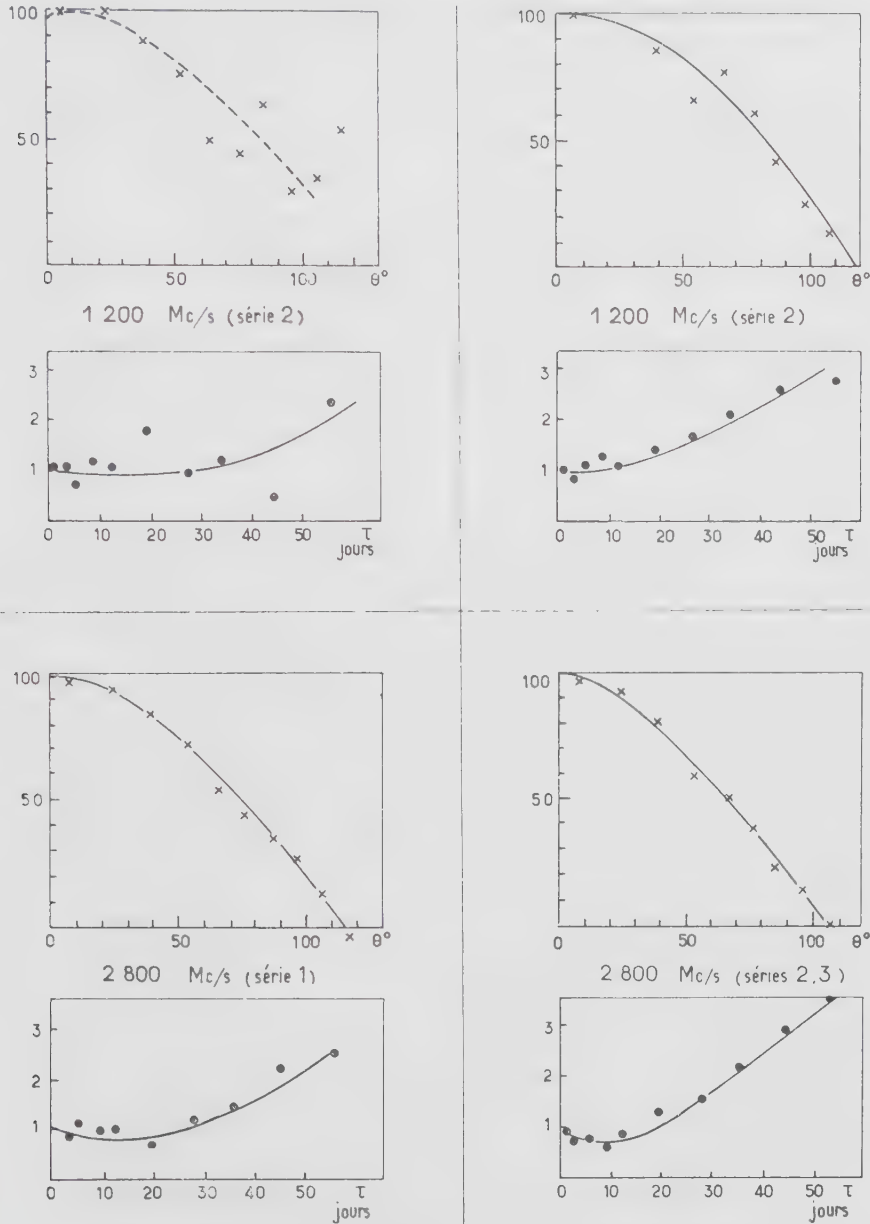


FIG. 4. — Fonctions d'assombrissement $f_1(\theta)$ (courbes du haut) et de vieillissement $f_2(\tau)$ (courbes du bas). Fréquences : 1 200 et 2 800 Mc/s.

longitude de 7° vers l'Ouest par rapport au centre de la plage faculaire. Nous voyons ainsi, qu'en ce qui concerne la position sur le soleil, les centres d'activité radio sont plutôt liés aux facules. Nous exposerons plus loin de nouvelles raisons qui vont rapprocher ces deux phénomènes.

Enfin, citons H. MULLER [17] qui a recherché des fonctions d'assombrissement sur des fréquences allant de 62 à 1 200 Mc/s. Nos fréquences communes sont 600 et 1 200 Mc/s. Ses résultats divergent sensiblement d'avec les nôtres ; les écarts

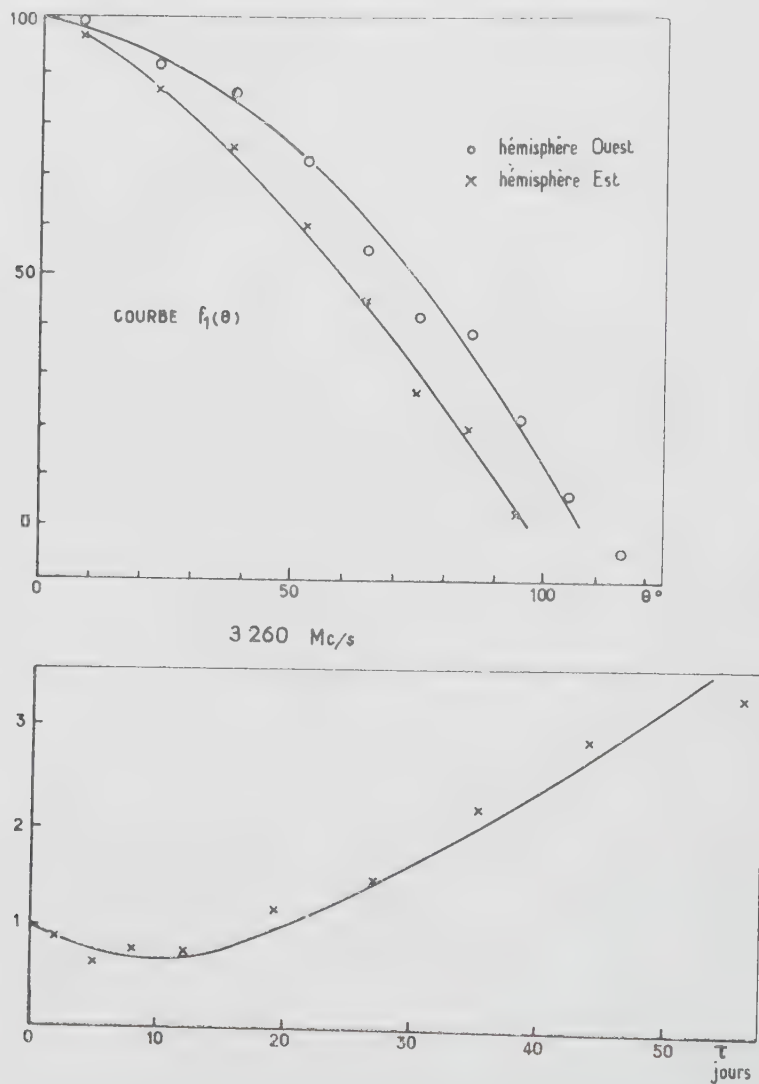


FIG. 5. — Fonctions d'assombrissement $f_1(\theta)$ (courbes du haut) et de vieillissement $f_2(\tau)$ (courbes du bas). Fréquence : 3 260 Mc/s.

sont probablement dus au fait que H. MULLER n'a pas fait intervenir l'âge des taches associées ; d'autre part nous venons de constater que les mesures sur 600 et 1 200 Mc/s. de la série 1 étaient trop peu précises pour aboutir à des conclusions rigoureuses.

COURBES DE VIEILLISSEMENT $f_2(\tau)$

Ces courbes sont destinées à nous montrer le rapport existant entre l'évolution

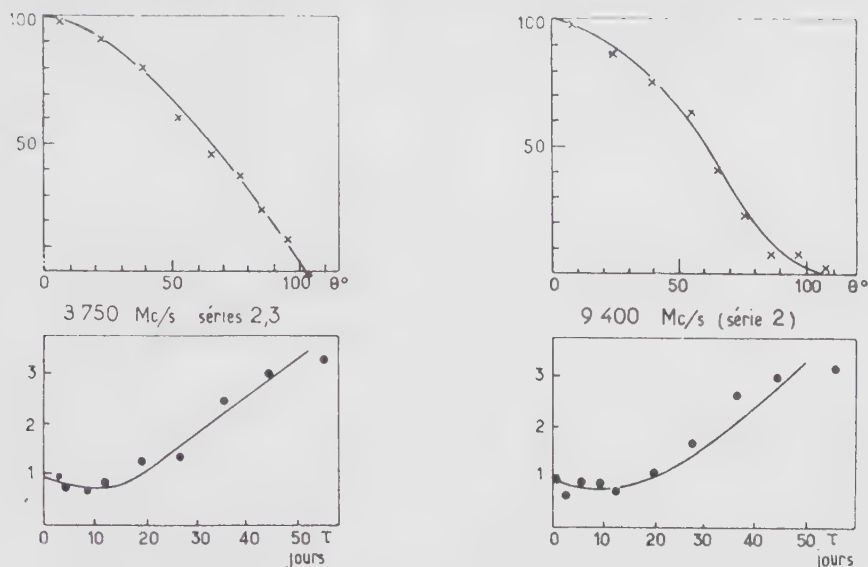


FIG. 6. — Fonctions d'assombrissement $f_1(\theta)$ (courbes du haut) et de vieillissement $f_2(\tau)$ (courbes du bas). Fréquences : 3 750 et 9 400 Mc/s.

de la surface d'un groupe de taches et celle du rayonnement du centre actif associé.

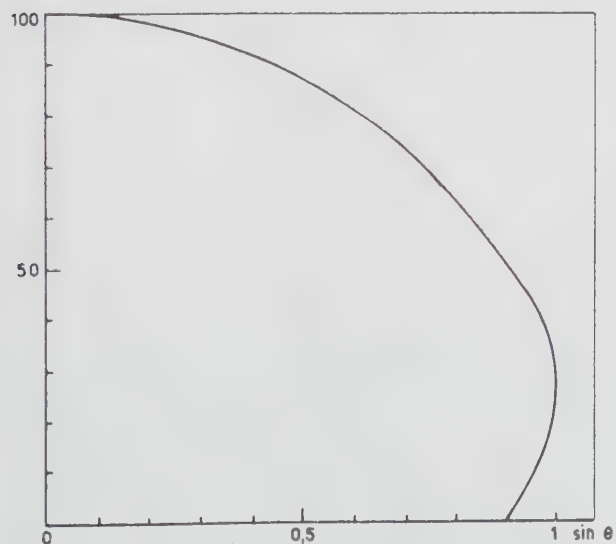


FIG. 7. — Fonction d'assombrissement sur 1 000 Mc/s, en fonction de $\sin \theta$ montrant la visibilité du C. A. R. lorsque la tache associée passe dans l'hémisphère invisible.

L'évolution moyenne au cours du temps de l'aire d'un groupe de taches étant connue, nos fonctions $f_2(\tau)$ permettent de déterminer l'évolution des centres radio proprement dits. Une droite $f_2(\tau) = C^{te}$ indiquerait une identité de développement et de dégénérescence des 2 phénomènes. Les figures 2, 3, 5 et 6 mettent en relief une légère décroissance de $f_2(\tau)$ pendant les 10 premiers jours suivie d'une montée continue. Donc, si dans une première phase, la surface de la tache s'accroît plus vite que le rayonnement du centre associé, par contre dans une deuxième phase l'émission radioélectrique se maintient ou du moins décroît moins

vite que la surface de la tache. Il est normal de penser que le centre actif radio dure encore après la disparition totale de la tache. Dans ce cas, notre fonction de vieillissement ne peut nous renseigner sur la durée de cette persistance ni sur l'évolution du centre radio après la disparition des taches. Ce problème sera repris de deux manières différentes dans les chapitres suivants : à partir des groupes de taches eux-mêmes nous obtiendrons dans le deuxième chapitre des informations sur la durée de cette persistance ; dans le troisième, nous aurons une vue complète de l'évolution des centres radio à partir des facules.

1 000 Mc/s

θ	+ HÉM. OUEST — » EST	$f_1(\theta)$	ÉCART-TYPE
7	+	100	3,21
	—	94	2,87
23	+	99	4,11
	—	88	3,56
38	+	89	2,94
	—	77	3,08
53	+	81	5,17
	—	65	4,32
65	+	66	2,17
	—	47	2,68
75	+	53	2,45
	—	41	2,63
85	+	41	3,17
	—	27	3,25
95	+	30	3,42
	—	16	3,17
105	+	15	3,11
	—	3	2,85
115	+	7	3,26
	—	—	—

De l'étude qui précède nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

Le contrôle de l'émission thermique du centre radio par la tache n'est pas direct puisqu'il y a différence de coordonnées et différence d'évolution. Dans le cadre de notre future interprétation théorique nous éliminons ainsi les modèles fondés sur l'émission gyromagnétique. Néanmoins, nous avons pu préciser la situation angulaire du centre radio par rapport aux phénomènes visibles de l'activité solaire ; enfin nous connaissons dans une large mesure l'évolution du rayonnement radioélectrique d'un centre actif en fonction du temps.

Note : D'habitude, on appelle « fonction d'assombrissement centre-bord » une fonction qui s'annule au bord. Or nous avons trouvé que l'assombrissement des centres actifs n'obéissait pas à cette règle. En effet, le C. A. R. est une région anormale de l'atmosphère solaire et il reste encore visible à travers l'atmosphère normale même lorsque le phénomène photosphérique de référence se trouve dans l'hémisphère invisible à une faible distance du bord. En conséquence il faut accorder à l'expression « fonction d'assombrissement » un sens plus général. La figure 7 représentant $f_1(\theta)$ en fonction de $\sin \theta$ illustre le phénomène que nous venons de décrire.

Nous donnons page 245 sous forme de tableau les résultats obtenus sur 1 000 Mc/s.

Nous remarquons que dans l'ensemble les écarts sont voisins, ce qui montre que nos différentes inconnues intervenaient avec des poids du même ordre de grandeur dans notre système d'équations. Nous voyons aussi que les résultats sont obtenus avec assez de précision pour que leur discussion ne soit pas du domaine de la pure spéculation.

CHAPITRE II

J. H. PIDDINGTON et R. D. DAVIES [22] se sont posés la question de la persistance du rayonnement de la composante lentement variable après la disparition des taches associées. Rappelons brièvement quel fut leur procédé.

Soient F la moyenne au cours d'une rotation des valeurs du flux radioélectrique sur 600 Mc/s et S_0 la moyenne au cours de la même rotation de la surface tachée du disque solaire. S_{-1} , S_{-2} , ... S_{-n} sont respectivement les moyennes des surfaces tachées du disque une, deux, ... n rotations auparavant. PIDDINGTON et DAVIES construisent alors une succession de graphiques en portant chaque fois en ordonnées les valeurs de F et en abscisses, successivement les quantités

$$\begin{aligned}\sigma_0 &= S_0 \\ \sigma_1 &= 0,5 S_0 + 0,5 S_{-1} \\ \sigma_2 &= 0,4 S_0 + 0,3 S_{-1} + 0,2 S_{-2} + 0,1 S_{-3} \\ \sigma_3 &= 0,3 S_0 + 0,25 S_{-1} + 0,2 S_{-2} + 0,15 S_{-3} + 0,1 S_{-4}.\end{aligned}$$

Ils remarquent que la dispersion des points du graphique par rapport à une droite représentative du phénomène diminue à mesure que le combinaison linéaire des S_{-j} comprend un nombre plus grand de termes. Pour obtenir un résultat quantitatif de cette amélioration ils calculent successivement les coefficients de corrélation r entre, F et σ_0 , puis entre F et σ_1 , etc...

Les valeurs successives de r forment une suite qui tend vers l'unité. Il est donc établi que la corrélation entre flux radio et aires des taches devient plus étroite si l'on fait intervenir l'aire des taches disparues depuis une ou plusieurs rotations. Les auteurs de cette étude ont déterminé *a priori* les coefficients des combinaisons linéaires attribuant ainsi une importance arbitraire aux taches disparues depuis plus ou moins longtemps. Remarquons toutefois qu'ils ont effecté aux taches existantes et à celles les plus récemment disparues une importance supérieure aux autres. Cette gradation paraît raisonnable mais peut fort bien se trouver très éloignée de la réalité. De plus, PIDDINGTON et DAVIES poursuivent leur étude en appliquant les mêmes combinaisons à des échantillons sur d'autres fréquences, admettant ainsi que la persistance du rayonnement d'un centre actif ne dépend pas de la longueur d'onde. Aussi allons-nous reprendre une étude analogue en recherchant systématiquement les coefficients qui correspondent effectivement à l'importance des taches apparues au cours des rotations précédentes, c'est-à-dire en recherchant ceux qui rendent le coefficient de corrélation maximum.

EXPOSÉ DE LA MÉTHODE

Considérons n couples de mesures $(a_1, b_1), (a_2, b_2) \dots (a_n, b_n)$ de deux phénomènes A et B. Si nous désignons par

$$(1) \quad V_{AB} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n a_i b_i - \frac{1}{n^2} \sum_{i=1}^n a_i \sum_{i=1}^n b_i$$

la covariance du phénomène B avec A, le coefficient de corrélation est :

$$(2) \quad r_{AB} = \frac{V_{AB}}{\sqrt{V_{AA} \cdot V_{BB}}}.$$

Rappelons que le coefficient de corrélation n'a un sens que lorsque l'on peut admettre une régression linéaire ; or, toutes les études faites jusqu'ici sur l'émission radioélectrique renforcée et les taches solaires ont montré le bien-fondé d'une telle hypothèse. Nous cherchons à corrélérer B non avec A mais une combinaison linéaire des mesures de A ; celles-ci sont faites dans le temps et les mesures intervenant dans chaque combinaison linéaire sont séparées par un intervalle de temps fixe (27 jours, période d'une rotation).

Soit

$$c_i = \sum_{j=0}^p k_j a_{ij} \text{ avec la condition de normalisation : } \sum_{j=0}^p k_j = 1$$

Dans ces conditions

$$(3) \quad r_{CB} = \frac{V_{CB}}{\sqrt{V_{CC} \cdot V_{BB}}}.$$

Or

$$V_{CB} = V \left(\sum_{j=0}^p k_j \Lambda_j \right)_B \quad \text{et} \quad V_{CC} = V \left(\sum_{j=0}^p k_j \Lambda_j \right) \left(\sum_{j=0}^p k_j \Lambda_j \right).$$

Il est commode d'écrire ces quantités en fonction des V_{AB} et $V_{A_j A_l}$ qui sont calculables rapidement.

On a donc

$$(4) \quad \begin{cases} V_{CB} = \sum_{j=0}^p k_j V_{A_j B} \\ V_{CC} = \sum_{j=0}^p \sum_{l=0}^p k_j k_l V_{A_j A_l} \end{cases}$$

Posons $\frac{V_{CB}}{\sqrt{V_{BB}}} = f$ et $V_{CC} = \Phi$.

f et Φ étant respectivement des formes homogènes linéaire et quadratique des k .

Nous avons donc

$$(5) \quad f^2 - r^2 \Phi = 0.$$

Les conditions de r maximum sont :

$$(6) \quad \begin{cases} 2f \frac{\partial f}{\partial k_0} - r^2 \frac{\partial \Phi}{\partial k_0} = 0 \\ \dots\dots\dots \\ 2f \frac{\partial f}{\partial k_p} - r^2 \frac{\partial \Phi}{\partial k_p} = 0. \end{cases}$$

La formule (5) est l'équation en coordonnées homogènes d'un faisceau de quadriques formé par le plan double (P) $f_2 = 0$ et la quadrique (Q) $\Phi = 0$.

Si on impose les conditions (6), la quadrique est alors dégénérée. Le point K ($k_0, k_1, k_2, \dots, k_p$) qui rend r maximum est donné par

$$\frac{\sum V_{A_0 A_j} k_j}{V_{A_0 B}} = \frac{\sum V_{A_1 A_j} k_j}{V_{A_1 B}} = \dots\dots\dots = \frac{\sum V_{A_p A_j} k_j}{V_{A_p B}}.$$

Nous pouvons choisir une quantité arbitraire, que nous prendrons égale à 1 pour la valeur commune de ces rapports puisque les k_j sont homogènes. Les coefficients k_j sont alors solution du système

$$(7) \quad \begin{cases} \sum_j V_{A_0 A_j} k_j = V_{A_0 B} \\ \dots\dots\dots \\ \sum_j V_{A_p A_j} k_j = V_{A_p B} \end{cases} \quad j = 0, 1, \dots, p.$$

L'examen des équations (7) nous montre qu'une fois donnée la valeur de

p et déterminées les expressions (4) ($j, 1 = 0, 1 \dots p$) nous pouvons calculer les coefficients k_j (et par suite le coefficient de corrélation maximum) relatifs à une combinaison linéaire quelconque des mesures de A faisant intervenir moins de p termes. Ainsi, partant de la corrélation entre le phénomène B avec le phénomène A nous pouvons successivement connaître les coefficients de corrélation maxima et les coefficients k_j en corrélant B avec une combinaison linéaire à 2 termes de A, puis avec une combinaison à 3 termes et ainsi de suite jusqu'à $p + 1$ termes. Autrement dit, après avoir calculé les éléments de la matrice à $p + 1$ lignes et $p + 1$ colonnes des équations (7), il suffira d'inverser la matrice d'ordre 2

$$\begin{vmatrix} V_{A_0 A_0} & V_{A_0 A_1} \\ V_{A_1 A_0} & V_{A_1 A_1} \end{vmatrix}$$

puis celles d'ordre 3, 4, ... $p + 1$ obtenues en ajoutant chaque fois une ligne et une colonne de la matrice (7). Le problème qui se pose dans ce chapitre est de déterminer les corrélations maxima entre le flux radioélectrique d'un C. A. R. d'une part et une combinaison linéaire des mesures des surfaces totales de taches d'autre part. Les coefficients k_j de cette combinaison linéaire représentent l'importance relative des taches disparues depuis plus ou moins longtemps. Aussi, dans l'exposé mathématique qui précède, ce que nous avons appelé le phénomène A devient dans la cas présent l'aire des taches ; sa mesure a_i représente alors la surface totale de toutes les taches le jour i . De même, le phénomène B est concrétisé par la mesure du flux radioélectrique. Les conditions physiques du problème étant ainsi posées, il nous reste encore à formuler deux remarques.

Tout d'abord, pour que la méthode soit valable, il faut que les valeurs successives des mêmes coefficients $k_0, k_1 \dots$ etc. soient stables quand on augmente leur nombre d'une unité puisque la nature du problème physique considéré laisse prévoir des corrélations amorties. Le cas idéal serait celui où la matrice carrée (7) serait diagonale. Les coefficients de covariance $V_{A_j A_l}$ ($j \neq l$) seraient alors tous nuls et les mesures de la surface totale des taches apparentes sur le disque à des jours distants d'un nombre entier de rotations seraient indépendantes. Il est évidemment impossible d'avoir une corrélation nulle entre ces mesures, mais en apportant beaucoup de soin dans la préparation des échantillons (éviter notamment les périodes où les taches réapparaissent toujours aux mêmes endroits du disque) et en les remaniant au besoin, nous sommes arrivés à obtenir une matrice dont les termes de la diagonale principale sont prépondérants. Ce dernier point est important. En effet, la méthode mathématique que nous venons d'exposer ne permet pas de séparer les deux phénomènes physiques suivants :

a) Durant plusieurs rotations, des taches sont vues dans la même région du disque parce que leur durée de vie est assez longue.

b) Nous voyons des taches pendant plusieurs rotations, occupe la même

région du disque parce que de nouvelles ont remplacé au même endroit des taches de courte vie.

Il est ensuite nécessaire de savoir quand il faut cesser d'augmenter le nombre des termes de la combinaison linéaire, l'amélioration du coefficient de corrélation étant due seulement au fait qu'un paramètre supplémentaire est entré en ligne de compte. Le nombre optimum de paramètres est théoriquement obtenu quand la variance résiduelle est minimum. Dans le cas présent, nous avons souvent arrêté le nombre des paramètres avant la limite théorique car nous ne pouvons accepter de coefficients d'estimation k_j négatifs ⁽¹⁾.

GÉNÉRALISATION DE LA MÉTHODE ET IDENTIFICATION DE NOTRE CAS PARTICULIER A LA MÉTHODE DES MOINDRES CARRÉS

Nous cherchons à représenter le phénomène B à l'aide de nos connaissances sur des phénomènes A_j et nous écrivons une relation entre toute valeur b_i de B et une fonction faisant intervenir des valeurs a_{ij} des A_j et un certain nombre de paramètres k_j .

$$(8) \quad f(a_{ij}, k_0, k_1, \dots, k_p) = f_{ij}.$$

La recherche du coefficient de corrélation maximum conduit à :

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n b_i f_{ij}}{\sqrt{\sum_{i=1}^n b_i^2 \sum_{i=1}^n f_{ij}^2}}$$

ou encore

$$r^2 = \frac{\left(\sum_{i=1}^n b_i f_{ij} \right)^2}{\sum_{i=1}^n b_i^2 \sum_{i=1}^n f_{ij}^2}$$

avec les conditions :

$$\frac{\partial (r^2)}{\partial k_j} = 0.$$

Il suffit d'annuler le numérateur de la dérivée :

$$\sum l_i^2 \sum f_{ij} \frac{\partial}{\partial k_j} (\sum b_i \cdot f_{ij})^2 - (\sum b_i \cdot f_{ij})^2 \sum l_i^2 \frac{\partial}{\partial k_j} (\sum f_{ij}^2) = 0$$

ou

$$(9) \quad \sum f_{ij}^2 \sum \left(b_i \frac{\partial f_{ij}}{\partial k_j} \right) = \sum (b_i \cdot f_{ij}) \sum \left(f_{ij} \frac{\partial f_{ij}}{\partial k_j} \right).$$

⁽¹⁾ En effet, nous ne sommes pas dans le cas de polynômes orthogonaux et la résolution du système peut conduire à des solutions négatives.

Les équations (9) pour lesquelles ont fait $j = 0, 1, 2, \dots, p$ sont donc celles qui conduisent au calcul des paramètres k_j de diamètre à déterminer complètement la fonction (8) quelle que soit sa forme mathématique.

La méthode des moindres carrés nous aurait conduit à écrire :

$$\sum_{i=1}^n (f_{ij} - b_i)^2 \text{ minimum, soit } \frac{\delta}{\delta k_j} \sum_i (f_{ij} - b_i) = 0.$$

Les équations normales s'écrivent alors :

$$(10) \quad \sum_i f_i \frac{\partial f_{ij}}{\partial k_j} = \sum_i b_i \frac{\partial f_{ij}}{\partial k_j}$$

et ce sont elles qui fournissent les valeurs des paramètres k . Nous allons montrer que les équations (9) et (10) différentes dans le cas général deviennent identiques dans le cas particulier que nous avons étudié au cours de ce chapitre et qui consiste à choisir pour notre fonction f_{ij} une forme linéaire et homogène par rapport aux k

$$f_{ij} = \sum_{j=0}^p k_j \cdot a_{ij}$$

que nous pouvons encore écrire

$$(11) \quad f_{ij} = k_0 \frac{\partial f_{i0}}{\partial k_0} + k_1 \frac{\partial f_{i1}}{\partial k_1} + \dots + k_p \frac{\partial f_{ip}}{\partial k_p} = \sum_{j=0}^p k_j \frac{\partial f_{ij}}{\partial k_j}.$$

Multiplions les deux membres de l'équation (10) par $\sum_{j=0}^p k_j$.

Il vient :

$$\sum_j k_j \left(\sum_i f_{ij} \frac{\partial f_{ij}}{\partial k_j} \right) = \sum_j k_j \left(\sum_i b_i \frac{\partial f_{ij}}{\partial k_j} \right).$$

Si alors nous tenons compte de (11) nous obtenons

$$\sum_i f_{ij}^2 = \sum_i b_i f_i$$

ce qui nous montre que les équations (9) et (10) sont identiques. La méthode que nous venons d'exposer est donc plus générale en ce sens que la forme de la fonction f_{ij} est absolument arbitraire ; dans le cas particulier qui nous intéresse, la forme linéaire et homogène nous a paru la plus satisfaisante ; nous venons de montrer qu'elle s'identifie à la méthode des moindres carrés.

RÉSULTATS

Nous étudions en fonction de la longueur d'onde la persistance des centres actifs après la disparition des taches par la méthode exposée ci-dessus appliquée à deux séries d'échantillons. La première série s'étend d'avril 1950 à juin 1951 et utilise les mesures de Sydney sur 600 et 1 200 mc/s et celles d'Ottawa sur

2 800 Mc/s. La deuxième série s'étend de juillet 1951 à juillet 1952, utilise les mesures sur les mêmes fréquences des mêmes Observatoires auxquelles s'ajoutent

TABLEAU I
COEFFICIENTS D'ESTIMATION k_j

FRÉQUENCE Mc/s		600 Syd	1 200 Syd	2 800 Ott	3 260 Osa	3 750 Nag	9 400 Syd
NOMBRE DE ROTATIONS							
2	k_0	0,67	0,71	0,85	0,75	0,77	0,75
	k_1	0,33	0,29	0,15	0,25	0,23	0,25
3	k_0	0,51	0,57	0,78	0,70	0,72	0,75
	k_1	0,26	0,28	0,16	0,27	0,25	0,25
	k_2	0,23	0,15	0,06	0,03	0,03	0,00
4	k_0	0,42	0,56	0,76	0,68	0,70	0,71
	y_1	0,22	0,26	0,07	0,30	0,22	0,22
	y_2	0,21	0,16	0,09	0,00	0,03	0,02
	k_3	0,15	0,02	0,08	0,02	0,05	0,05

les résultats de Sydney sur 9 400 Mc/s, ceux de Nagoya sur 3 750 Mc/s et d'Osaka sur 3 260 Mc/s. Les aires des taches pour chaque jour ont été fournies par l'U. S. Naval Observatory Circular.

Les valeurs des coefficients d'estimation obtenus en tenant compte des rotations précédentes de plus en plus éloignées sont consignées dans le tableau I.

La calcul sur Ordinateur 650 a été préparé en vue de tenir compte de l'influence des taches disparues depuis 6 rotations (ce qui semblait *a priori* être certainement au delà de la persistance réelle) de manière à nous assurer une marge de sécurité suffisante. La nombre optimum de paramètres n a été obtenu pour :

$$\begin{aligned}
 n &= 4 && \text{sur } 600 \text{ Mc/s} \\
 n &= 3 && \text{sur } 1\,200 \text{ et } 2\,800 \text{ Mc/s} \\
 n &= 2 && \text{sur } 3\,260, 3\,750 \text{ et } 9\,400 \text{ Mc/s.}
 \end{aligned}$$

Les résultats du Tableau I situés en dessous de la ligne en traits interrompus sont donc sans signification et nous pouvons les négliger. Nous constatons d'ailleurs qu'ils ont une valeur voisine de zéro. La figure 8 illustre les valeurs consignées dans le tableau I pour la fréquence 1 200 Mc/s. Nous y avons représenté également la suite des coefficients de corrélation maxima.

Si nous portons sur un graphique les fréquences en abscisses et les valeurs des

coefficients d'estimation en ordonnées, nous obtenons des courbes représentant la variation des coefficients d'estimation en fonction de la fréquence (fig. 9).

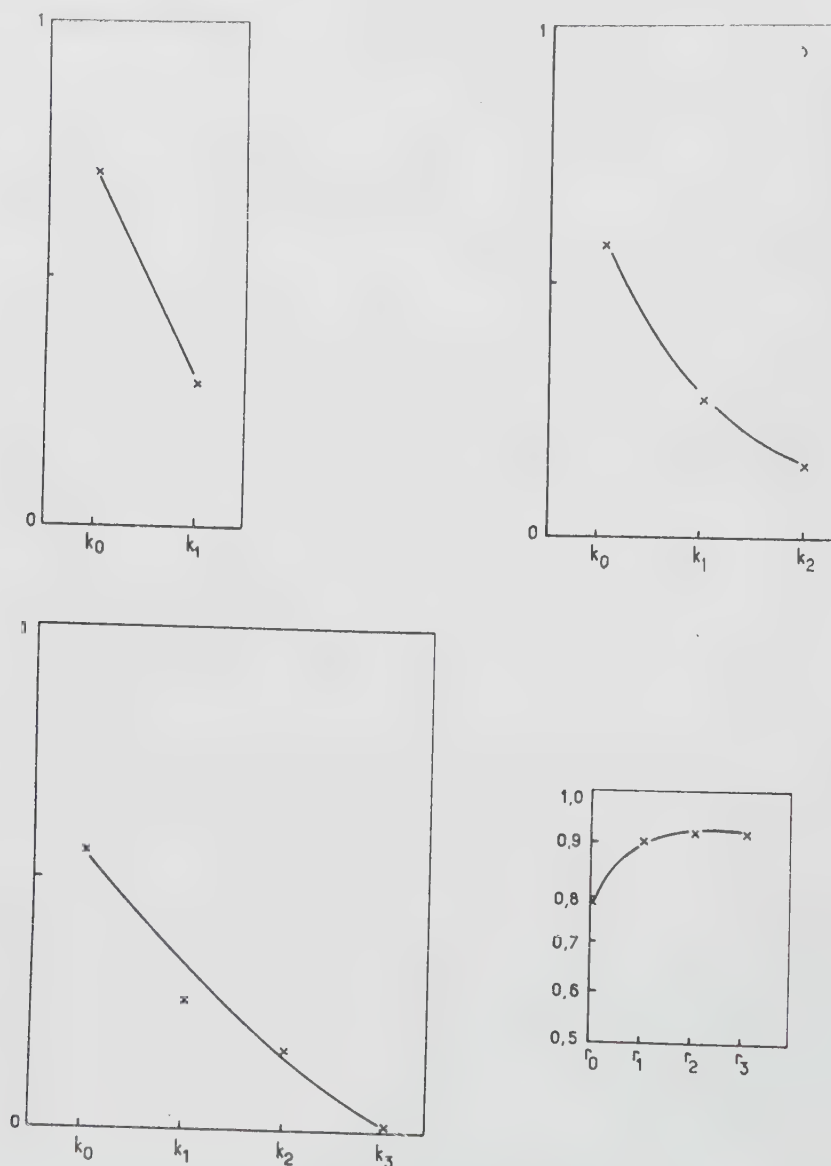


FIG. 8. — Stabilité des coefficients k_i et coefficients de corrélation maximum sur 1 200 Mc/s.

Nous montrons alors que la courbe de variation de k_0 est ascendante jusqu'à 2 800 Mc/s et se prolonge par un palier pour les valeurs plus grandes de la fréquence. Par contre k_1 semble garder une valeur constante de l'ordre de 23 % tandis que les coefficients k_2 et k_3 deviennent très vite négligeables à mesure que la fréquence augmente.

DISCUSSION

a) Nous ne sommes pas en mesure de déterminer l'altitude des plages émissives mais nous savons par des travaux antérieurs que cette altitude est une fonction croissante de la longueur d'onde. Autrement dit, les courbes les plus élevées d'un centre actif sont celles qui rayonnent sur les plus basses fréquences. L'examen de la figure 7 nous montre que ce sont aussi celles qui persistent le plus longtemps. La disparition d'un centre d'activité radioélectrique occupant un certain volume de l'atmosphère solaire n'est donc pas un phénomène instantané dû au retour aux

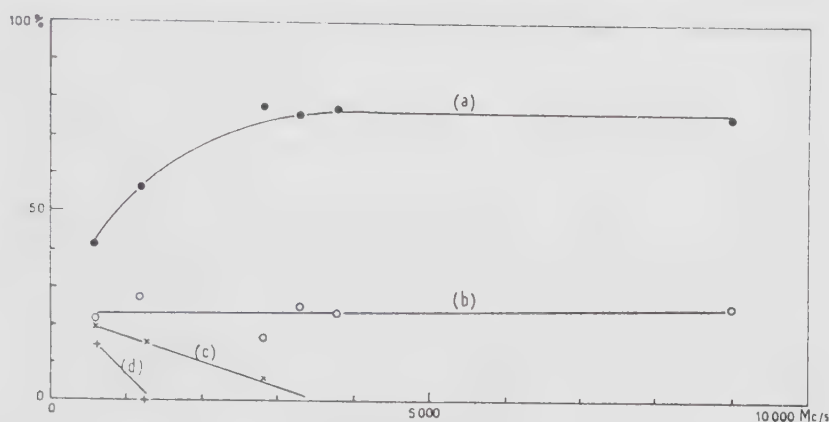


FIG. 9. — Courbes des k_j en fonction de la fréquence.

- (a) courbe des k_0
- (b) » » k_1
- (c) » » k_2
- (d) » » k_3

conditions normales d'émission thermique du soleil calme de la totalité de ce volume; il intéressé d'abord les zones les plus basses (probablement chromosphériques) pour atteindre progressivement les couches situées de plus en plus haut dans la couronne.

b) Il serait intéressant de savoir si la naissance d'un tel centre d'activité se manifeste par un surcroît d'intensité simultané sur toutes les fréquences ou bien par une extension progressive de son volume et de son altitude. L'analyse que nous venons de faire avait pour seul objectif l'examen de la persistance et ne peut répondre à cette question. Nous avons alors rassemblé pendant la période de minimum d'activité, les mesures du rayonnement radioélectrique correspondant à la naissance d'un centre actif isolé sur l'hémisphère visible. Il est impossible de distinguer un décalage sensible dans le temps de l'accroissement du rayonnement suivant la longueur d'onde. En effet, les mesures sur ondes centimétriques se situent sur des courbes pratiquement parallèles; quant aux mesures

sur ondes décimétriques elles présentent un accroissement relatif si faible (6 à 7 %) que l'on doit renoncer à déterminer avec précision le moment où le centre actif se met à rayonner. Quoi qu'il en soit, si l'on refuse d'admettre la simultanéité de l'émission renforcée sur toutes les fréquences lors de la naissance d'un centre actif, le retard apparent des fréquences les plus basses est infiniment plus faible que celui de leur persistance durant le déclin du centre.

c) Les courbes de vieillissement du chapitre I nous ont montré que les taches solaires n'étaient pas un bon élément de comparaison pour les centres d'activité radioélectriques puisque ceux-ci survivent après la disparition de celles-là. L'analyse de la persistance que nous venons de réaliser nous a donné un ordre de grandeur de la durée de vie d'un centre actif pour les longueurs d'onde inférieures à 50 cm ; sur ondes centimétriques interviennent seules les taches disparues depuis une rotation tandis que sur ondes décimétriques, il faut tenir compte des taches disparues depuis 2 ou 3 rotations. La comparaison des durées de vie des facules et de celles des taches nous montre que les premières persistent encore plus longtemps que les centres d'activité radioélectriques. Aussi, en étudiant le comportement d'un centre actif par rapport à celui d'une plage faculaire, avons-nous la certitude de recourir à un phénomène optique de l'activité solaire de durée assez longue pour nous permettre de dégager les éléments caractéristiques de ce centre nécessaires à la construction d'un modèle.

Note. — Au cours de son étude de la composante stable, C. W. ALLEN [2] a été amené à considérer la persistance au delà d'une rotation des phénomènes de l'activité solaire, à savoir : nombre de WOLF, aire des taches, aire des facules et flux radio sur 600, 1 200 et 2 800 Mc/s. Nous avons donc par des voies différentes quelques résultats communs avec ceux de ALLEN ; il s'agit de nos coefficients k_1 relatifs aux trois fréquences citées plus haut, qui s'accordent avec les paramètres équivalents envisagés par C. W. ALLEN.

CHAPITRE III

Dans ce chapitre, nous nous proposons de comparer le comportement du centre d'activité radioélectrique à celui des plages faculaires. Notre étude va donc se fonder sur une méthode analogue à celle exposée au chapitre I, c'est-à-dire qu'elle va rechercher des fonctions d'assombrissement et de vieillissement des centres radio par rapport aux facules.

On pourrait alors se demander pourquoi nous n'avons pas commencé notre

travail justement par la mise en cause des plages faculaires qui sont mieux adaptées que les taches à suivre l'évolution des centres radio. Or, avant toute analyse nous avons remarqué que les coefficients de corrélation entre aire des taches et flux radio étaient si proches de l'unité qu'il était difficile d'espérer trouver une meilleure relation avec un autre phénomène optique. Nous avons été confirmé dans cette hypothèse par le calcul du coefficient de corrélation entre aire des facules et flux radioélectrique comme le montre le tableau I.

TABLEAU I

FRÉQUENCE Mc/s	545	600	1 000	12 000	2 800	3 260	3 750	9 400
COEF. DE CORRÉLATION								
avec l'aire des taches	0,70	0,67	0,82	0,79	0,92	0,88	0,88	0,77
avec l'aire des facules	0,63	0,65	0,67	0,59	0,71	0,70	0,68	0,67

D'autre part il était impossible de prévoir la persistance des plages actives après la disparition des taches, l'éventualité du phénomène inverse étant tout aussi acceptable. En outre, tous les astronomes qui voulurent relier la composante lentement variable à un phénomène optique de l'activité solaire avaient eu recours aux groupes de taches ; or, il était donc intéressant de tirer parti au maximum de cette corrélation étroite entre C. A. R., et taches.

Pourtant, en utilisant un enregistrement interférométrique de COVINGTON sur 2 800 Mc/s et un spectrohéliogramme en lumière K_{232} du Mc Math Hulbert Observatory à la même date, H. DODSON [12] a remarqué l'existence d'un centre d'activité radioélectrique dans une région du soleil où n'apparaissait aucune tache mais seulement une plage faculaire. Malheureusement le spectrohéliogramme montre aussi la présence de plusieurs facules, moins brillantes, pour lesquelles on ne peut associer aucun centre radio. Néanmoins, il venait d'être montré qu'une facule peut être associée à un tel centre. En outre, les résultats obtenus au cours des précédents chapitres nous ont confirmé qu'il ne s'agissait pas d'un cas fortuit, mais que telle était la règle pour le centre radio « moyen ». Il reste seulement à préciser dans quelles conditions cette association est possible puisque la corrélation directe centres actifs-facules n'est pas significative. Il n'est pas souhaitable d'améliorer cette corrélation par l'intervention d'une fonction de la distance au centre θ et de l'âge τ de la facule. Ces fonctions ne présentent un intérêt que lorsque le phénomène radioélectrique et le phénomène optique sont déjà étroitement corrélés.

Donc, avant d'entreprendre un calcul analogue à celui du chapitre I, il est nécessaire de pondérer la surface des plages faculaires au moyen d'un nouveau paramètre. Par une analyse photométrique du spectrohélogramme K, H. DODSON montre que les zones d'émission renforcée correspondent aux seules plages faculaires pour lesquelles l'intensité est 2 fois l'intensité moyenne du disque. Si un tel résultat, obtenu une fois dans un cas particulier, ne nous permet pas de l'utiliser d'une manière générale. du moins nous montre-t-il que la brillance de la facule est précisément le paramètre nécessaire à la pondération de leur surface.

Il est impossible de réaliser une photométrie complète pour le nombre de jours considérable convenant à nos trois séries d'échantillons. Par contre, nous pouvons classer les facules d'après leur brillance selon une échelle simple ; nous avons adopté trois classes de facules telles que les présentent les cartes synoptiques de l'Observatoire de Meudon. Nous rangeons dans la classe I les facules les moins brillantes.

Nous cherchons alors à représenter le flux radioélectrique sur la longueur d'onde λ , φ_λ par une fonction des éléments mesurables (position, aire) et estimables (âge, brillance) des plages faculaires.

$$(1) \quad \varphi_\lambda = f(a, \theta, \tau, I)$$

a : aire de la facule,

θ : distance au centre,

τ : âge,

I : brillance maximum.

La brillance de la facule étant variable au cours de l'évolution du centre d'activité, notre paramètre I représente la brillance maximum atteinte par la facule ; nous tenons compte alors de la variation de la brillance au moyen de la fonction de vieillissement. Aussi représentons-nous φ_λ comme le produit de l'aire, d'un paramètre lié à la brillance maximum, d'une fonction de θ seul et d'une fonction de τ seul.

$$(2) \quad \varphi_\lambda = C_\lambda \cdot a \cdot k(I) \cdot f_1(\theta) \cdot f_2(\tau).$$

Notre premier travail consiste à déterminer les valeurs numériques k ($j = 1, 2, 3$) de I relatives aux trois classes de brillance définies plus haut, destinées à pondérer les surfaces a des facules correspondantes de manière à remplacer le produit $a \cdot k = a'$ par sa valeur dans l'équation (2).

DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES k (I)

Nous allons alors utiliser la méthode exposée au chapitre précédent pour déterminer l'importance relative de ces trois classes, c'est-à-dire que nous allons chercher des coefficients k ($j = 1, 2, 3$) tels que la corrélation entre le flux φ_λ et

la combinaison linéaire $\sum_{j=1}^3 k_j a_j$ des aires des facules soit maximum. Les aires que nous utilisons dans ce premier calcul ne sont plus les aires vraies des plages faculaires mais les aires projetées de manière à tenir compte du mieux que nous pouvons de l'assombrissement centre-bord. Nous avons vu en effet au cours du chapitre I qu'un assombrissement en $\cos \theta$ représentait une première approximation acceptable. De même, nous avons classé les facules dans les catégories correspondant à leur brillance au cours de leur passage, de sorte que la même facule peut se trouver classée différemment lors de son passage au cours de deux rotations successives.

TABLEAU II
COEFFICIENTS k_j LIÉS A LA BRILLANCE DES FACULES

SÉRIES	FRÉQUENCE Mc/s	545	600	1 000	1 200	2 800	3 260	3 750	9 400
Série 1	k_1		23		18	11			
	k_2		17		33	25			
	k_3		60		49	64			
Série 2	k_1		19		24	7	10	6	5
	k_2		28		21	21	22	18	12
	k_3		53		55	72	68	76	83
Série 3	k_1	15	17	15		9		11	8
	k_2	28	31	26		23		19	16
	k_3	57	52	59		68		70	76

Nous allons ainsi éliminer les facules auxquelles ne correspond aucun centre radio, ou plus exactement nous allons en tenir compte dans la mesure où elles ont une certaine probabilité d'être associées à un tel centre. Lorsque les taches représentaient notre élément optique de comparaison, nous risquions au contraire l'éventualité de la présence de centres radio ne correspondant à aucune tache. Les résultats précédents nous ont montré que si la première éventualité n'était pas à considérer, par contre la deuxième se produisait souvent. Nous aurions subi l'inconvénient inverse si nous avions systématiquement utilisé toutes les facules en ne les distinguant que par leur aire. La pondération au moyen des coefficients d'importance définis plus haut nous assure de réduire au minimum la fréquence de cet inconvénient.

Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau II.

Les coefficients de corrélation maximum sont contenus dans le tableau III.

TABLEAU III

FRÉQUENCE Mc/s	545	600	1 000	1 200	2 800	3 260	3 750	9 400
r_{max}	0,88	0,87	0,91	0,88	0,90	0,92	0,89	0,90

Nous montrons ainsi que la corrélation flux radio-aire des facules qui au premier abord s'était révélée très médiocre, devient meilleure que celle obtenue entre flux radio et aire des taches si l'on affecte un poids convenable aux surfaces faculaires en fonction de leur brillance et de la longueur d'onde étudiée. Nous confirmons donc les résultats obtenus jusqu'ici sur le phénomène optique le mieux approprié à rendre compte de la composante lentement variable. En outre, puisque nous sommes assurés d'une excellente correspondance entre l'émission du C. A. R. et de l'état de la plage faculaire associée nous sommes fondés à la perfectionner en tenant compte de la position et de l'âge de la seconde comme nous l'avons déjà fait au cours du chapitre I avec les groupes de taches.

CALCUL DES FONCTIONS D'ASSOMBRISSEMENT
ET DE VIEILLISSEMENT DES C. A. R.
PAR RAPPORT AUX FACULES

Nous remplaçons maintenant dans l'équation (2) le produit $a.k$ (I) par a' et dans ces conditions l'équation résultante (3)

$$(3) \quad \varphi_{\lambda} = C_{\lambda} \cdot a' f_1(\theta) \cdot f_2(\tau)$$

où n'interviennent que les deux paramètres θ et τ a la même forme que celle déduite de la comparaison des taches et du rayonnement renforcé au cours du chapitre I. Cette fois nous limitons le nombre des valeurs discrètes θ_i car nous ne distinguerons pas les centres situés dans l'hémisphère Ouest de ceux situés dans l'hémisphère Est. En effet, nous avons remarqué que la position d'un groupe de taches présentait un écart systématique de 6 à 7 degrés vers l'Ouest par rapport au C. A. R., associé. Or, nous avons trouvé le même écart entre position de taches et position de facules correspondantes. Donc, dans notre système d'équations (4), les valeurs de θ_i correspondent bien à celles des C. A. R.

$$(4) \quad \Phi_{\lambda} = C_{\lambda} \sum_{i=1}^n a'_i f_1(\theta_i) \cdot f_2(\tau_i) = F_{\lambda} - F_{0\lambda}.$$

Pour chaque jour où n facules sont visibles sur le disque nous obtenons une équation (4) ; le système formé par un échantillon complet est résolu par la méthode des moindres carrés de la manière indiquée au chapitre I. Le calcul est exactement le même et le précédent programme codifié en langage Γ 3 AET a été de nouveau utilisé pour la résolution des équations (4).

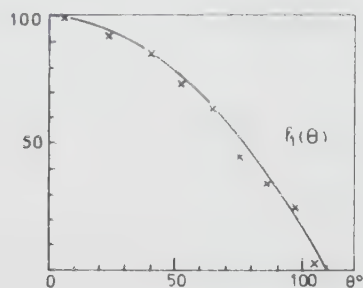
COURBES D'ASSOMBRISSEMENT $f_1(\theta)$

Les résultats que nous obtenus sont illustrés par les courbes des figures 1 et 2. Notons que ces fonctions sont très proches de celles que nous avons obtenues en nous référant aux groupes de taches. Toutefois, les fonctions que nous venons de calculer s'annulent pour des valeurs de θ légèrement inférieures à celles que nous avons déterminées au chapitre I ; l'étude des centres radio à partir des plages faculaires nous a donc fourni un assombrissement centre-bord plus rapide. Nous comprenons qualitativement le sens de cette modification d'après les équations (4) : en effet, les mêmes types d'équations nous ont servi lorsque nous recherchions les fonctions $f_1(\theta)$ d'abord à partir des taches et ensuite à partir des facules. Dans le premier cas nous sommes sûrs d'avoir négligé des centres radioélectriques puisque nous avons vu que les taches disparaissaient les premières. Dans le second cas par contre, malgré la pondération que nous avons adoptée, nous risquons d'ajouter des centres actifs éteints à ceux possédant réellement un rayonnement radioélectrique mesurable. En conséquence, comme dans nos équations (4) nous avons davantage de centres situés sur le disque que de centres situés au bord, nous majorons l'intensité relative des seconds si nous ne tenons pas compte de tous les

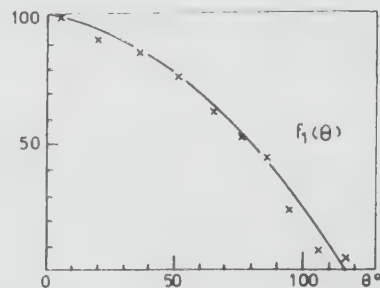
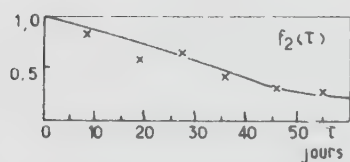
TABLEAU IV

FRÉQUENCE Mc/s	545	600	1 000	1 200	2 800	3 260	3 750	9 400
5	0	0	0	0	0	0	0	0
15	0	0	0	2	—2	—1	—1	—2
25	0	1	0	0	—3	—2	—2	—4
35	1	2	1	0	—4	—4	—4	—5
45	2	2	2	0	—4	—2	—4	—4
55	3	3	4	—1	—3	—2	—4	—4
65	4	3	6	—2	0	—1	—3	—4
75	4	3	8	—2	2	0	—3	—3
85	6	3	9	—1	4	1	1	0
95	6	3	10	0	7	5	8	5
105	5	4	9	4	—	—	—	—
115	—	4	—	—	—	—	—	—

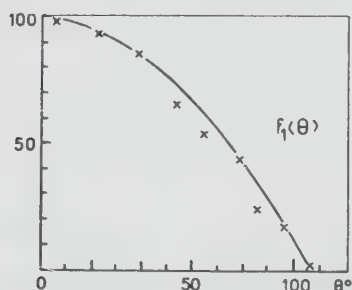
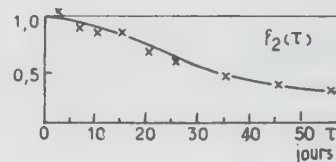
centres radio (cas de taches) ; de même nous diminuons cette intensité relative des centres situés au bord par rapport à ceux situés sur le disque si nous surestimons le nombre des C. A. R.



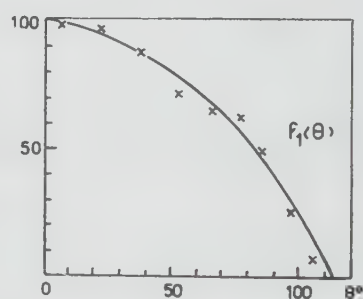
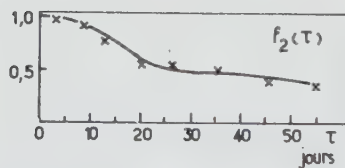
545 Mc/s (série 3)



600 Mc/s (série 3)



1 000 Mc/s (série 3)



1 200 Mc/s (série 2)

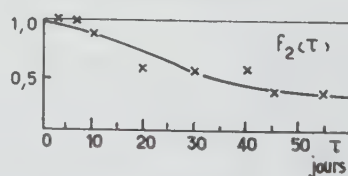


Fig. 10. — Fonctions d'assombrissement $f_1(\theta)$ et de vieillissement $f_2(\tau)$ par rapport aux facules.
Fréquences : 545, 600, 1 000, 1 200 Mc/s.

Le tableau IV récapitule les valeurs des écarts.

$f_1(\theta)$ taches — $f_2(\theta)$ facules sur les diverses longueurs d'ondes du domaine spectral que nous étudions. Nous nous sommes limités aux séries 2 et 3 et les valeurs

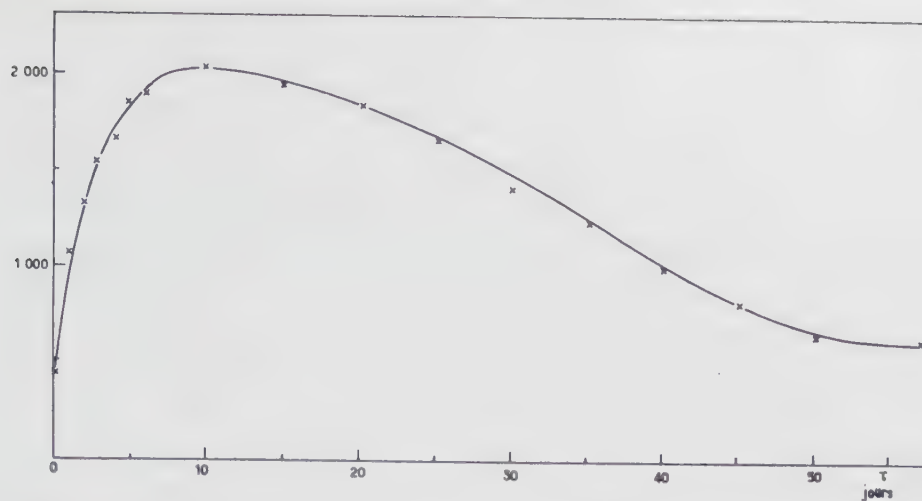
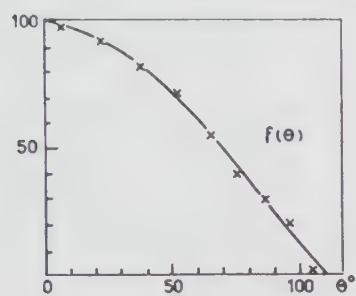
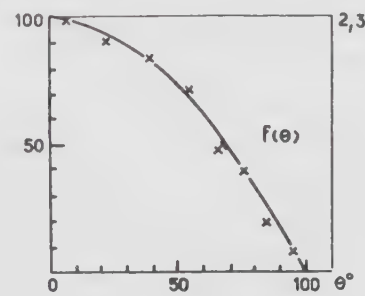
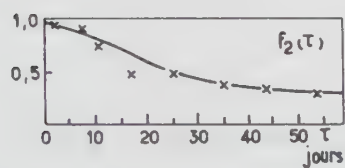


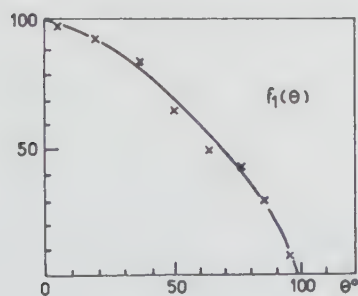
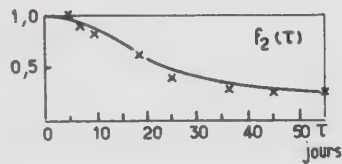
FIG. 11. — Fonctions d'assombrissement $f_1(\theta)$ et de vieillissement $f_2(\tau)$ par rapport aux facules.
Fréquences : 2 800, 3 750, 9 400 Mc/s



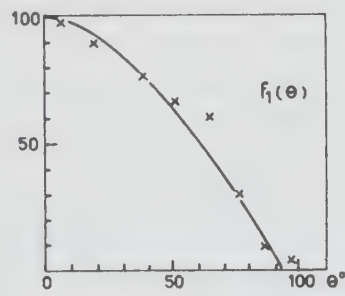
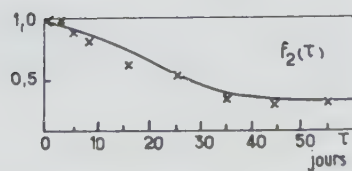
2 800 Mc/s (série 1)



2 800 Mc/s (séries 2,3)



3 750 Mc/s (séries 2,3)



9 400 Mc/s (série 2)

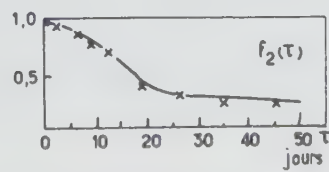


FIG. 12. — Aire moyenne des facules en fonction du temps.

contenues dans le tableau IV sont les moyennes des écarts enregistrés sur ces deux séries.

$f_1(\theta)$ taches — $f_1(\theta)$ facules en fonction de θ et de la fréquence. Rappelons que $f_1(\theta) = 100$ pour $\theta = 0$

COURBES DE VIEILLISSEMENT

Nous avons également porté sur les figures 10 et 11 les fonctions de vieillissement des centres radio par rapport aux facules. Ces fonctions continuellement décroissantes montrent la persistance relative des plages faculaires sur l'émission radioélectrique renforcée. Elles nous permettent également de déterminer l'évolution du rayonnement du centre radio « moyen » puisque l'évolution moyenne de l'aire des plages faculaires nous est connue (fig. 12).

Enfin, elles nous indiquent que parmi les phénomènes optiques de l'activité solaire que nous avons mis en cause il n'y en a aucun dont l'évolution soit identique à celle de la composante lentement variable ; cette dernière ne peut être atteinte qu'indirectement mais nous en aurons une représentation correcte en comparant les résultats des différents procédés.

CHAPITRE IV

Les plages faculaires nous sont apparues jusqu'à présent comme l'élément optique de comparaison le mieux adapté à l'étude des centres d'activité radioélectrique. Pourtant, si l'on peut admettre que l'émission sur ondes centimétriques a lieu à une altitude chromosphérique, il est certain que le rayonnement sur ondes plus longues (en particulier sur 50 cm correspondant à la fréquence de 600 Mc/s) provient de couches situées dans la couronne. On peut alors se demander si, du moins pour les fréquences les plus basses du domaine spectral que nous étudions, un phénomène optique d'activité situé dans la couronne ne permettrait pas d'obtenir une relation encore plus étroite avec l'émission radioélectrique. A ce sujet, nous avons en effet montré [16] que la courbe d'éclipse du 25 février 1952 sur 545 Mc/s s'interprétait aisément par l'éclipse d'un modèle fondé sur les isophotes de la raie 5 303 Å de la couronne, moyennant un certain assombrissement centre-bord [27]. Ajoutons, comme nous l'avons signalé au début de cette thèse, que les condensations coronales de M. WALDEMEIER interprètent la composante lentement variable sur 2 800 Mc/s. Aussi commencerons-nous notre étude comparative entre les jets coronaux et le rayonnement renforcé sur cette fréquence.

Malheureusement, nous ne pouvons utiliser une méthode analogue à celle qui nous a réussi lorsqu'il s'agissait des groupes de taches ou des plages faculaires car les jets coronaux ne sont visibles qu'au bord. Il serait très imprudent de vouloir constituer des cartes d'isophotes de la couronne sur la raie 5 303 Å représentant l'hémisphère visible du soleil, à partir des observations au bord des jours précédents et suivants. En effet l'intensité mesurée au bord diffère d'une quantité inconnue de celle qui serait mesurée vers le centre du disque si l'observation était possible. Aussi chercherons-nous un indice qui nous permette de caractériser l'émission sur 5 303 Å pendant une durée déterminée et convenablement choisie. Pour avoir une représentation de toute la surface coronale il est nécessaire de tenir compte des mesures effectuées pendant une demi-rotation, les observations successives du bord Est montrant l'état de la couronne dans l'hémisphère invisible, celles du bord Ouest dans l'hémisphère visible. Comme il arrive fréquemment de rencontrer des périodes de plusieurs jours sans observations, nous avons choisi la durée d'une rotation complète comme durée de validité de l'indice coronal que nous allons définir. Nous ferons pour un jour donné la moyenne des valeurs mesurées de 5 en 5 degrés sur toute la circonférence ; après quoi, nous prendrons pour indice coronal la moyenne de ces valeurs journalières au cours d'une rotation. Il est impossible d'espérer obtenir une valeur journalière pour tous les jours consécutifs d'une rotation par suite des lacunes d'observations. D'ailleurs le fait de n'utiliser que les mesures de la couronne verte un jour sur trois n'altère pratiquement pas la précision sur l'indice coronal que nous cherchons.

Nous avons dû choisir entre deux solutions pour effectuer ce calcul :

1° Obtenir des résultats homogènes en utilisant les mesures d'un seul observatoire, mais alors se résigner à perdre parfois beaucoup de précision sur la valeur de l'indice coronal (et même à ne plus avoir d'indice pour certaines rotations) puisqu'il faut s'attendre à rencontrer de nombreux jours sans observations.

2° Utiliser les mesures de plusieurs observatoires, abandonnant ainsi l'homogénéité des résultats, mais s'assurer de trouver pour chaque rotation le nombre de jours voulus, régulièrement répartis, où les mesures existent.

Nous avons opté pour la deuxième solution en essayant de réduire, au mieux, l'inconvénient qu'elle implique.

Les observations que nous utilisons en premier lieu sont celles de l'Observatoire du Pic du Midi. Lorsqu'il le sera nécessaire, nos échantillons seront complétés par les mesures des Observatoires de Wendelstein et de Kanzelhöhe. Une étude a déjà été faite [21] pour établir une correspondance entre les résultats du Pic et ceux de Wendelstein. Rappelons que ces derniers, comme ceux de Kanzelhöhe sont des valeurs estimées et non mesurées, donc variables avec chaque observateur. Aussi avons-nous jugé utile d'établir des correspondances valables pour une durée limitée (6 mois environ) de manière à réduire les erreurs dues à l'inhomo-

généité des mesures. La figure 13 montre une telle échelle de correspondance. Nous constatons qu'au-dessous d'un certain seuil des valeurs mesurées, les valeurs estimées sont nulles, puis elles suivent sensiblement une variation logarithmique que la loi de FECHNER permettait de prévoir. Nous obtenons ainsi, dans les meilleures conditions possibles, un indice coronal pour chaque rotation. L'indice radioélectrique correspondant sera la moyenne des mesures journalières sur une fréquence donnée au cours de la même rotation. Pour préparer un échantillon, nous ne disposons que d'un couple de valeurs tous les 27 jours ; aussi devra-t-il porter sur

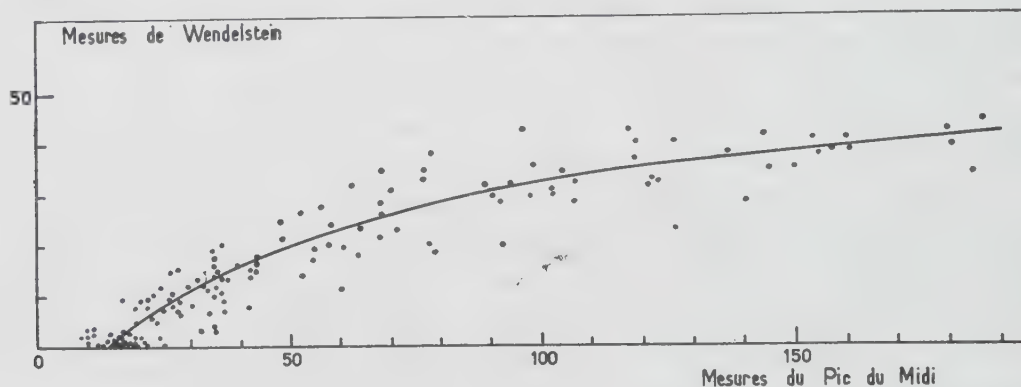


FIG. 13. — Échelle de correspondance entre les mesures du Pic-du-Midi et celles de Wendelstein de la raie coronale 5 303 Å.

une période de beaucoup supérieure à celle des échantillons précédents. Les mesures radioélectriques les plus anciennes et les plus régulièrement publiées sont celles de A. E. COVINGTON sur 2 800 Mc/s. Aussi notre échantillon s'étend-il depuis janvier 1947 (rotation 1 249) à décembre 1954 (rotation 1 354).

Le coefficient de corrélation est nettement inférieur à ce qu'on aurait pu espérer et égal à 0,77.

Peut-être faut-il imputer ce résultat au fait que les observations de la couronne au Pic du Midi sont faites à 1' du bord, soit à une altitude de 45 000 km, altitude probablement supérieure à celle de la zone émissive sur 2 800 Mc/s. Il serait alors intéressant de savoir si le rayonnement renforcé est plus étroitement corrélé aux jets coronaux sur une fréquence plus basse. Malheureusement nous ne disposons pas de mesures régulières pendant une période assez longue sur de telles fréquences. Nous avons alors calculé des indices coronaux et radioélectriques comme nous les avons définis plus haut, non pour des rotations successives mais pour des périodes égales à la durée d'une rotation et décalées de 3 jours. Aussi, pour des échantillons s'étendant sur une année, au lieu d'obtenir 13 couples de valeurs nous en disposons de plus d'une centaine. Le tableau I fournit les valeurs des coefficients de corrélation que nous avons calculé d'après les échantillons s'étendant d'octobre 1952 à octobre 1953.

TABLEAU I

CORRÉLATION INDICES CORONAUX-INDICES RADIO

FRÉQUENCE Mc/s COEF. CORRÉL.	600	1 200	2 800	3 260	3 750	9 400
r	0,89	0,83	0,72	0,73	0,68	0,60

DISCUSSION

Les coefficients de corrélation ainsi obtenus indiqueraient l'existence d'une liaison étroite entre l'intensité des jets coronaux et le rayonnement des C. A. R., sur les fréquences les plus basses. Pourtant, nous avons vu au chapitre précédent

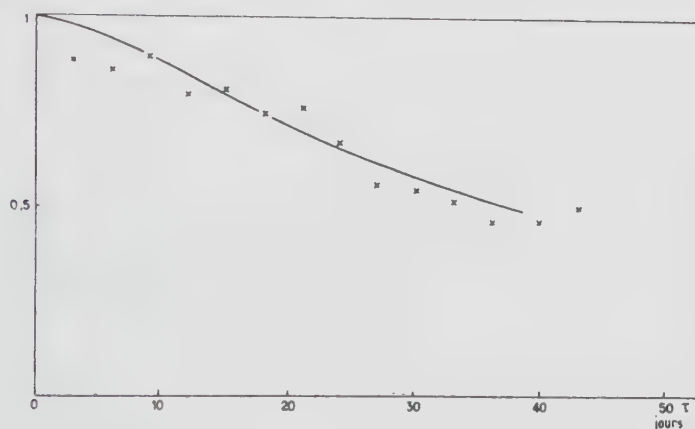


FIG. 14. — Auto-corrélation de la couronne 5 303 Å.

que les facules sont plus nombreuses que les C. A. R., et dans une étude entre jets coronaux et plages faculaires M. TRELLIS [28] a montré que les premiers étaient encore plus nombreux que les seconds. Comme, d'une part l'observation de la couronne montre que le passage des jets s'étend sur plusieurs jours et que d'autre part les indices que nous venons d'utiliser correspondent à des dates voisines, nous avons calculé la fonction d'auto-corrélation de la valeur journalière moyenne de l'intensité 5 303 Å (fig. 14).

Nous constatons alors que ces valeurs sont bien corrélées non seulement à cause de la durée de passage d'un jet mais aussi à cause d'une persistance de l'activité coronale qui maintient à peu près constante l'intensité journalière moyenne.

Les indices coronaux que nous avons utilisés ne sont donc pas indépendants. Pour déterminer à partir de la centaine de couples de valeurs dont nous disposons le nombre de couples indépendants, nous avons fait appel à la méthode de J. OSWALD [18]. Nous trouvons alors une dizaine seulement de couples indépendants. Dans ces conditions nous n'accordons qu'une confiance relative aux valeurs des coefficients de corrélation contenus dans le tableau I.

Nous abandonnons alors tout espoir d'obtenir des renseignements supplémentaires sur les C. A. R., à partir de la comparaison entre leur comportement et celui de la couronne monochromatique verte. Nous avons donc passé en revue tous les phénomènes optiques de l'activité solaire susceptibles de nous informer sur les propriétés caractéristiques des C. A. R. Les résultats obtenus jusqu'ici vont nous permettre d'étudier un modèle de centre actif.

CHAPITRE V

Dans ce chapitre nous proposons un modèle de centre d'activité radioélectrique moyen qui doit obéir aux caractères que nous avons déduits des observations au cours des chapitres précédents.

Nous avons vu d'après les fonctions de vieillissement $f_2(\tau)$ des chapitres I et III que ces centres d'activité n'étaient pas des phénomènes stables dans le temps, avec apparition et disparition brusque mais que l'intensité de leur rayonnement suivait une évolution que nous pouvons comparer à celle de l'aire des taches ou des facules. Il ne s'agira pas, pour nous, de construire ce modèle variable au cours du temps, mais de déterminer d'abord son évolution propre et de préciser ensuite les paramètres géométriques (étendue, altitude) et physiques (température, densité électronique) pour un moment choisi au cours de son évolution.

I^o ÉTUDE DE L'ÉVOLUTION

Nous avons écrit au cours du premier chapitre :

$$(1) \quad \Phi_\lambda = \left(\lambda \sum_{i=1}^n a_i \cdot f_1(\theta_{ii}) \cdot f_2(\tau_{ii}) \right) = F_\lambda - F_{\lambda}$$

où $f_1(\theta_i)$ et $f_2(\tau_i)$ représentent respectivement les fonctions d'assombrissement et de vieillissement par rapport aux taches.

Nous avons imposé aux fonctions $f_2(\tau_i)$ relatives à chaque longueur d'onde de prendre la valeur 1 pour $\tau = 0$. Les fonctions $f_1(\theta_i)$ ont été normalisées également. Nous avons aussi déterminé une série de courbes représentant l'évolution

de l'aire d'un groupe de taches dont l'aire moyenne est connue. Nous appellerons une telle fonction $a(\tau)$.

Le produit $a(\tau)f_2(\tau_t)$ permet de connaître l'évolution du flux du C. A. R., moyen sur une longueur d'onde λ , par rapport à l'évolution de l'aire du groupe de taches associé. Si nous voulons comparer les résultats obtenus sur les diverses longueurs d'onde nous devons faire le produit

$$(2) \quad C_\lambda \cdot a(\tau) \cdot f_2(\tau_t) = \varphi_\lambda(\tau).$$

A partir de notre étude comparative avec les plages faculaires exposée au chapitre III nous pouvons reprendre une détermination analogue de la variation du flux en fonction du temps.

Nous avons alors :

$$(3) \quad \Phi_\lambda = C_\lambda \sum_{i=1}^n a'_i \cdot f_1(\theta_{fi}) \cdot f_2(\tau_{fi})$$

a' représentant l'aire de la facule pondérée par un coefficient qui dépend de sa brillance ; $f_1(\theta_f)$ et $f_2(\tau_f)$ sont alors respectivement les fonctions d'assombrissement et de vieillissement par rapport aux facules. Si nous appelons $a'(\tau)$ la variation de l'aire pondérée de la facule en fonction du temps, l'évolution du flux du C. A. R., moyen sera représentée par :

$$(4) \quad C_\lambda \cdot a'(\tau) \cdot f_2(\tau_f) = \varphi_\lambda(\tau).$$

Il est intéressant de comparer d'une part les C_λ (taches) aux C_λ (facules) dont le rapport doit rester constant quelles que soient la fréquence et d'autre part les valeurs prises pour chaque longueur d'onde. Nous donnons les valeurs de ces coefficients dans le tableau I.

TABLEAU I

FRÉQUENCE Mc/s $C_\lambda \cdot 10^5$	545	600	1 000	1 200	2 800	3 260	3 750	9 400
Taches	235	256	475	451	1 100	1 266	1 503	6 506
Facules	75	80	161	154	380	406	497	2 227
$\frac{C \text{ taches}}{C \text{ facules}}$	3,13	3,20	2,95	2,93	2,89	3,12	3,02	2,92

Nous constatons d'abord que le rapport $\frac{C_\lambda \text{ taches}}{C_\lambda \text{ facules}}$ reste constant et voisin

de 3.11 dépend évidemment des unités choisies pour mesurer l'aire des taches d'une part et l'aire des facules d'autre part.

Nous avons représenté sur la figure 15 les valeurs trouvées pour les taches de $C_\lambda \cdot 10^5$ en fonction de la fréquence f .

Nous constatons que les points sont situés sur une droite, ce qui nous montre que les coefficients C_λ sont proportionnels aux fréquences.

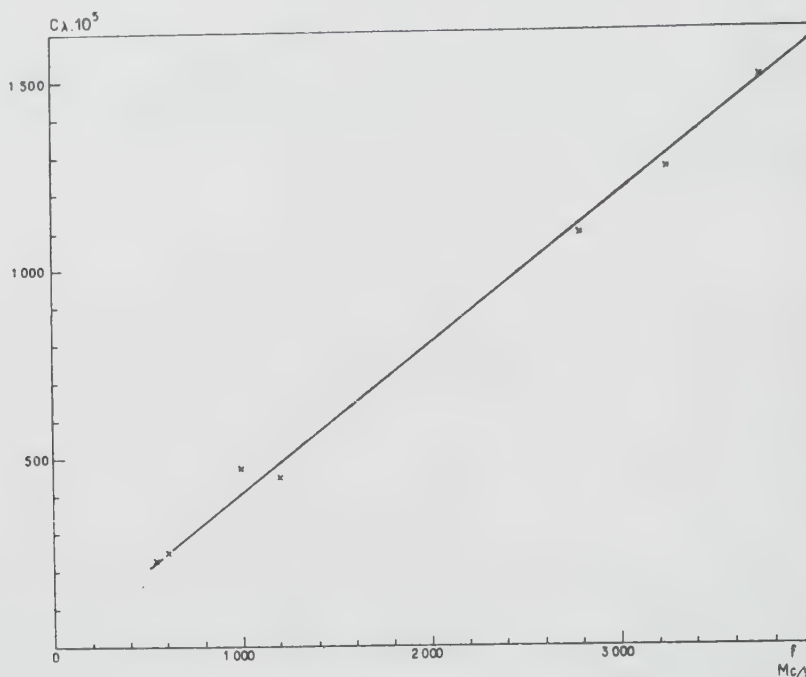


FIG. 15. — Variation de C_λ avec la fréquence.

Notons que la valeur de C_λ correspondant à la fréquence de 9 400 Mc/s qui est en dehors de l'épure ne se trouve pas sur la droite représentative.

Les courbes des figures 16 et 17 montrent l'évolution de l'éclairement radio-électrique en unités absolues de notre C. A. R., moyen sur quelques fréquences du domaine spectral que nous nous sommes imposés. Cette évolution est déterminée par les deux méthodes indépendantes que nous avons exposées ; à savoir par comparaison avec l'évolution de l'aire des taches et par comparaison avec l'aire des plages faculaires.

Pour chaque fréquence les 2 courbes d'évolution sont voisines tant que le C. A. R. reste jeune. A partir d'un âge correspondant à 10 à 15 jours la courbe obtenue à partir des facules s'écarte de celle obtenue à partir des taches. Ce résultat n'est pas surprenant puisque nous avons vu à la fin du chapitre I que les C. A. R. ne pouvaient être associés aux groupes de taches pendant toute leur évolution, la durée de ces derniers étant insuffisante. Nous considérons alors que la courbe

d'évolution du C. A. R., moyen pour les grandes valeurs de τ est représentée correctement par celle qui a été déduite de la comparaison aux plages faculaires.

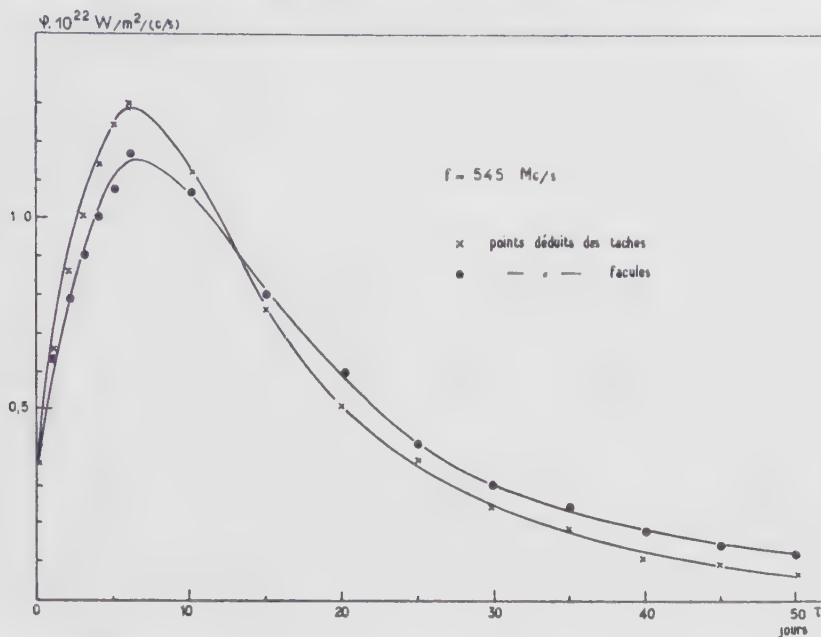


FIG. 16. — Évolution du rayonnement du C. A. R. moyen ; fréquence : 545 Mc/s.

Nous indiquons dans le tableau II tous les résultats relatifs à ces courbes d'évolution.

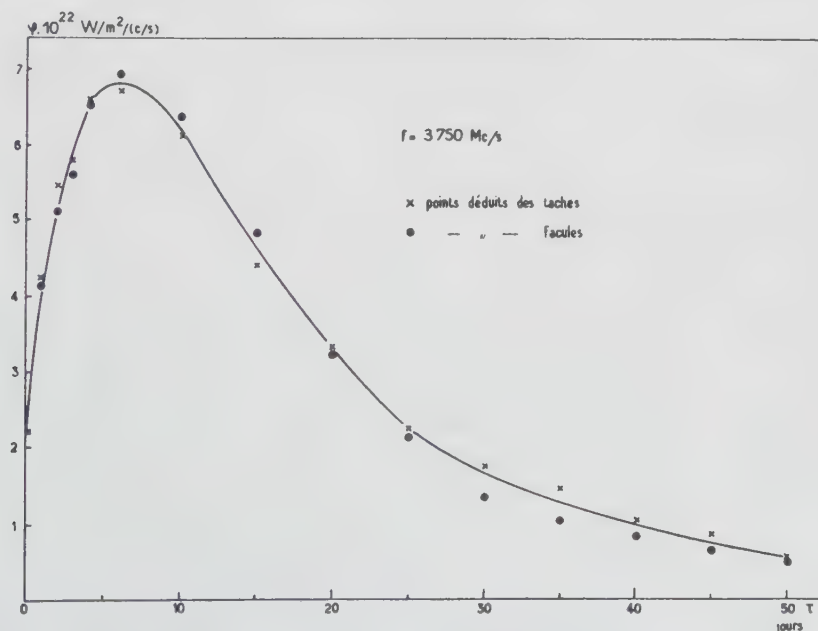


FIG. 17. — Évolution du rayonnement du C. A. R. moyen ; fréquence : 3 750 Mc/s.

TABLEAU II

ÉCLAIREMENT RADIOÉLECTRIQUE
EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE f ET DE L'ÂGE τ .

Unités : $10^{-22} w/m^2/(c/s)$

FRÉQUENCE Mc/s JOURS	545		600		1 000		1 200	
	T	F	T	F	T	F	T	F
0	0,35	0,34	0,38	0,38	0,71	0,72	0,68	0,69
2	0,86	0,78	0,94	0,83	1,74	1,65	1,65	1,58
4	1,15	1,00	1,25	1,08	2,32	2,15	2,21	2,10
6	1,31	1,16	1,43	1,26	2,65	2,48	2,52	2,35
10	1,13	1,16	1,23	1,08	2,28	2,21	2,17	2,04
15	0,77	0,80	0,84	0,88	1,57	1,70	1,93	1,75
20	0,52	0,60	0,52	0,60	1,06	1,15	1,18	1,02
25	0,38	0,40	0,29	0,40	0,79	0,80	0,78	0,75
30	0,26	0,30	0,22	0,34	0,49	0,56	0,54	0,52
35	0,21	0,24	0,18	0,28	0,38	0,44	0,44	0,46
40	0,13	0,18	0,13	0,21	0,26	0,31	0,26	0,30
45	0,12	0,14	0,13	0,16	0,23	0,28	0,24	0,26
50	0,07	0,10	0,07	0,10	0,13	0,20	0,13	0,22

T : valeurs déduites de l'étude comparative avec les taches.

F : valeurs déduites de l'étude comparative avec les facules.

TABLEAU II (*Suite et fin*)

FRÉQUENCE Mc/s JOURS	2 800		3 260		3 750		9 400	
	T	F	T	F	T	F	T	F
0	1,65	1,70	1,90	1,83	2,25	2,24	9,72	10,02
2	3,23	3,50	4,18	4,17	5,5	5,10	20,21	21,50
4	4,03	4,50	4,95	5,11	6,6	6,51	19,65	22,12
6	4,30	4,53	5,66	5,86	6,70	6,95	19,77	22,25
10	3,96	4,12	4,56	5,00	6,12	6,36	19,44	22,18
15	3,09	3,25	3,55	3,76	4,45	4,85	15,82	17,76
20	2,45	2,60	2,81	2,43	3,33	3,30	13,09	14,04
25	1,61	1,73	1,84	1,65	2,26	2,15	10,16	10,50
30	1,25	1,29	1,48	1,13	1,81	1,36	7,81	6,63
35	1,00	1,11	1,14	0,96	1,51	1,00	6,71	6,01
40	0,69	0,75	0,79	0,63	1,07	0,86	4,54	4,95
45	0,66	0,61	0,71	0,49	0,99	0,59	4,20	4,08
50	0,37	0,38	0,41	0,37	0,56	0,50	2,59	2,22

II^o DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES GÉOMÉTRIQUES DU C. A. R. MOYEN

Les fonctions d'assombrissement $f_1(\theta_i)$ que nous avons déterminées par rapport aux taches puis par rapport aux facules vont nous guider pour la recherche d'une première approximation des paramètres géométriques du C. A. R. moyen dont nous voulons construire le modèle.

La discussion des écarts entre les fonctions $f_1(\theta)$ obtenues au chapitre I et au chapitre III nous a montré que les erreurs systématiques étaient en sens opposé. Rappelons en effet que les assombrissements obtenus à partir des taches étaient moins accentués que ceux obtenus à partir des facules. Nous adopterons dans la suite sur chaque fréquence une fonction d'assombrissement qui sera la moyenne des fonctions déterminées par les 2 procédés.

Nous rassemblons d'ailleurs les séries d'échantillons 2 et 3 qui correspondent à peu près aux mêmes conditions d'observation et dont les fonctions $f_1(\theta)$ sont pratiquement identiques. Nous aurons ainsi une représentation du phénomène sur toutes les longueurs d'onde étudiées. Deux de ces fonctions sont représentées sur la figure 18 et pour plus de précision nous avons consigné dans le tableau III une suite de valeurs discrètes de ces fonctions.

TABLEAU III

 $f_1(\theta)$ moyen

FRÉQUENCE Mc/s	545	600	1 000	1 200	2 800	3 260	3 750	9 400
0	100	100	100	100	100	100	100	100
10	98	97	98	99	98	97	98	97
20	95	94	94	97	94	93	93	92
30	91	89	89	93	88	87	87	84
40	85	83	82	87	80	79	78	74
50	78	77	74	80	68	70	68	64
60	69	68	64	73	56	59	57	50
70	57	52	52	63	44	47	45	37
80	44	45	39	52	30	35	33	23
90	30	34	27	43	16	20	18	7
100	18	22	15	22	3	4	4	—
105	12	16	9	13	—	—	—	—
110	6	11	3	5	—	—	—	—
115	—	5	—	—	—	—	—	—

Quelle que soit la fréquence envisagée la courbe d'assombrissement est voisine de $\cos \theta$ tant que θ n'est pas trop grand, puis elle s'en écarte progressivement.

Pour expliquer cet écart on peut faire intervenir :

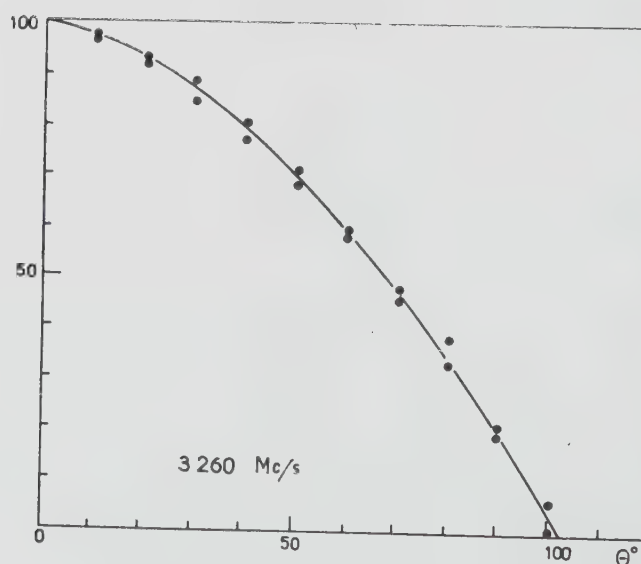
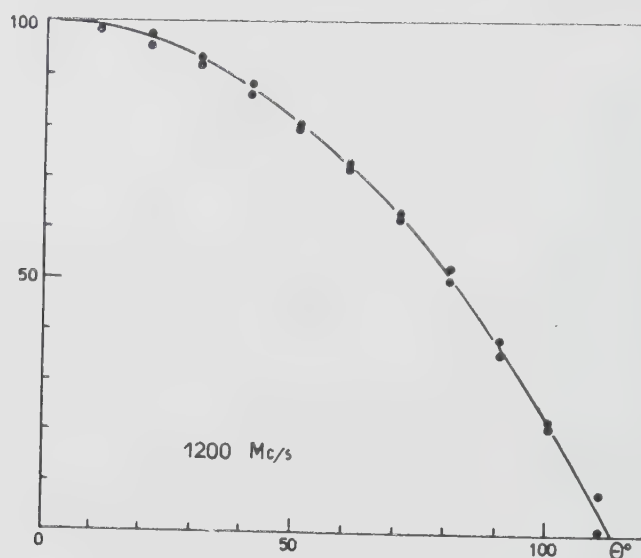


FIG. 18. — Courbes d'assombrissement moyen ; fréquences : 1 200, 3 260 Mc/s.

a) le transfert dans la région active en tenant compte de la variation de la température T avec l'altitude.

b) la surface finie de la plage ;

c) son étendue verticale.

1° *Première approximation*

Nous devons faire une hypothèse sur le mécanisme d'émission du C. A. R. ; aussi, admettons-nous dans toute la suite que le rayonnement de la composante lentement variable est dû à une émission thermique.

Le paramètre b) ne peut évidemment être négligé et au cours de cette première approximation nous étudions son influence seule. Donc, provisoirement, nous négligeons l'absorption des couches de haute altitude et de plus nous admettons que le rayonnement provient d'une couche d'étendue finie, parallèle à la surface photosphérique et d'épaisseur négligeable. De plus, adoptons pour cette plage une forme « rectangulaire » en ce sens qu'elle serait d'intersection d'une sphère et d'un parallélépipède rectangle. Soit $2\Delta\theta$ son étendue en longitude et $\Delta\theta$ son étendue en latitude ; (en effet, il nous faut faire une hypothèse sur le rapport des dimensions ; il nous a paru raisonnable d'adopter le rapport existant entre les dimensions des plages faculaires).

La variation du flux reçu sur la terre est proportionnel à la variation de surface apparente.

Soit

$$S_1(0) = 2R^2 \sin^2 \Delta\theta$$

la surface apparente de cette plage pour $\theta = 0$

Nous avons

$$S_1(\theta) = S_1(0) \cos \theta \quad \text{pour} \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} - \Delta\theta$$

et

$$S_1(\theta) = S_1(0) \frac{1 - \sin(\theta - \Delta\theta)}{2 \sin \Delta\theta} \quad \text{pour} \quad \frac{\pi}{2} - \Delta\theta \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} + \Delta\theta.$$

La variation de $\rho(\theta) = \frac{S_1(\theta)}{S_1(0)}$ nous définit donc la variation de surface apparente du modèle géométrique adopté dans les conditions énumérées plus haut.

En divisant $f_1(\theta)$ par $\rho(\theta)$ on obtiendra la variation avec θ de la brillance de la plage. Cette fonction devrait être analogue à celle déterminée pour le soleil calme puisque nous supposons que le mécanisme d'émission est le même. Nous avons porté sur la figure 19 les résultats obtenus sur 545, 2 800, 9 400 Mc/s. Les quantités $\Delta\theta$ sont définies par la valeur $\theta_i - \frac{\pi}{2}$ des points d'ordonnée nulle de nos courbes $f_1(\theta)$.

Nous remarquons que ces fonctions $\frac{f_1(\theta)}{\rho(\theta)}$ sont d'abord constantes puis croissent rapidement avec θ .

Il nous apparaît donc raisonnable de supposer qu'il faut tenir compte de l'extension verticale.

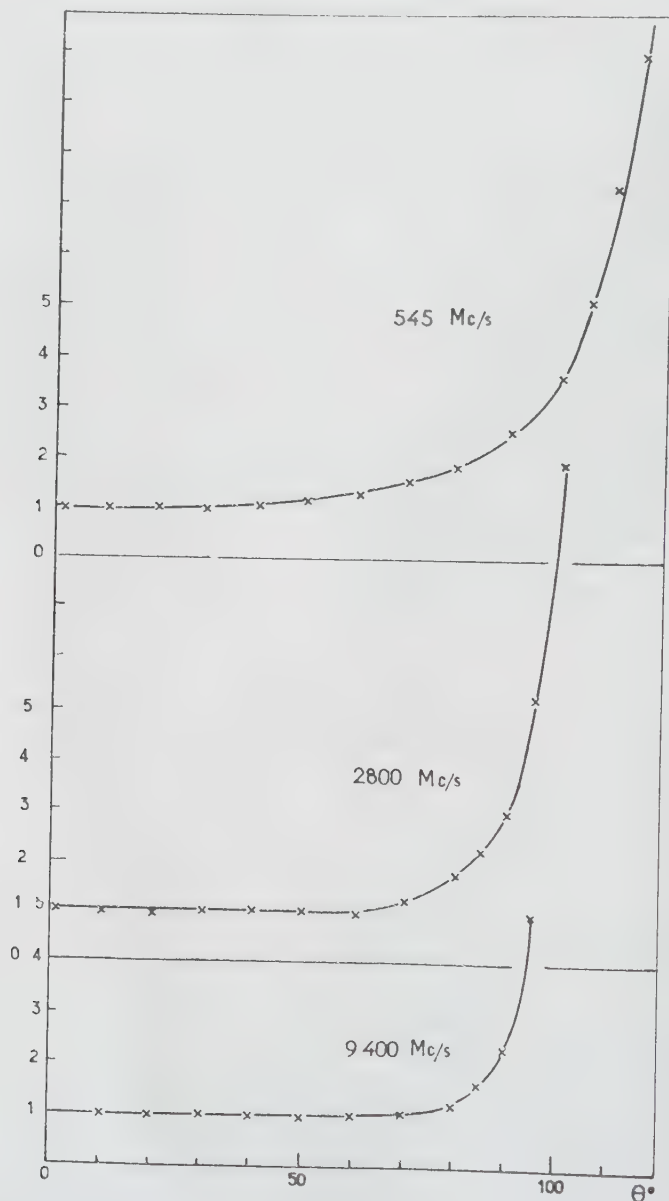


FIG. 19. — Première approximation : Variation du rapport $\frac{f_1(\theta)}{\rho(\theta)}$ en fonction de θ .

Notons aussi que la longueur du palier est croissante avec la fréquence ; en particulier ce premier modèle doit être reconsidéré avec soin pour les fréquences élevées. On trouve en effet qu'il représente bien les observations pour 9 800 Mc/s jusque 90° . Nous sommes donc conduits à penser que l'étendue verticale jouera un rôle de plus en plus important à mesure que nous étudierons ces fréquences plus basses.

2° Deuxième approximation

Nous négligeons toujours le transfert et nous cherchons un modèle dont les dimensions latérales sont définies comme précédemment et ayant une certaine épaisseur h .

La surface apparente de ce modèle pour $\theta = 0$ est alors :

$$S_1(0) = 2(R + h)^2 \sin^2 \Delta\theta.$$

Lorsque θ varie la surface apparente est la somme de la surface $S_1(\theta)$ de la plage parallèle à la surface solaire et de $S_2(\theta)$ surface apparente de la paroi verticale visible du modèle.

$$S_2(0) = \frac{(2R + h) \cdot h}{2} \cdot \Delta\theta.$$

Comme dans le paragraphe précédent nous avons :

$$S_1(\theta) = S_1(0) \cos \theta \quad \text{pour} \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} - \Delta\theta$$

et

$$S_1(\theta) = S_1(0) \frac{1 - \sin(\theta - \Delta\theta)}{2 \sin \Delta\theta} \quad \text{pour} \quad \frac{\pi}{2} - \Delta\theta \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} + \Delta\theta$$

tandis que :

$$S_2(\theta) = S_{2\max} \cdot \sin(\theta - \Delta\theta) \quad \text{pour} \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} + \Delta\theta$$

et

$$S_2(\theta) = S_{2\max} \left[\sin^2(\theta - \Delta\theta) - \frac{R^2}{h(2R + h)} \cos^2(\theta - \Delta\theta) \right]$$

pour

$$\theta \geq \frac{\pi}{2} + \Delta\theta.$$

Nous calculons aussi

$$\rho(\theta) = \frac{S_1(\theta) + S_2(\theta)}{S_1(0)}.$$

Si nous négligeons les termes en h^2 et confondons $\Delta\theta$ avec $\sin \Delta\theta$ nous avons

$$\frac{S_{2\max}}{S_1(0)} = \frac{h}{L}$$

en appelant $L = 2(R + h)\Delta\theta$ la longueur de la plage.

Enfin, il existe une relation entre h et $\Delta\theta$; il suffit d'écrire que la surface apparente de notre modèle devient nulle à une distance θ_i du centre du disque. Cette distance θ_i nous est fournie pour chaque fréquence par la fonction d'assombrissement $f_1(\theta)$.

Nous avons alors :

$$(R + h) \sin(\theta_i - \Delta\theta) = R.$$

Pour choisir la meilleure approximation de h nous tenons compte au mieux du transfert sans en faire le calcul. A cet effet, nous nous imposons la valeur de h telle que la fonction $\frac{f_1(\theta)}{\rho(\theta)}$ présente un anneau brillant dont l'intensité relative soit égale à celle du soleil calme sur la même longueur d'onde.

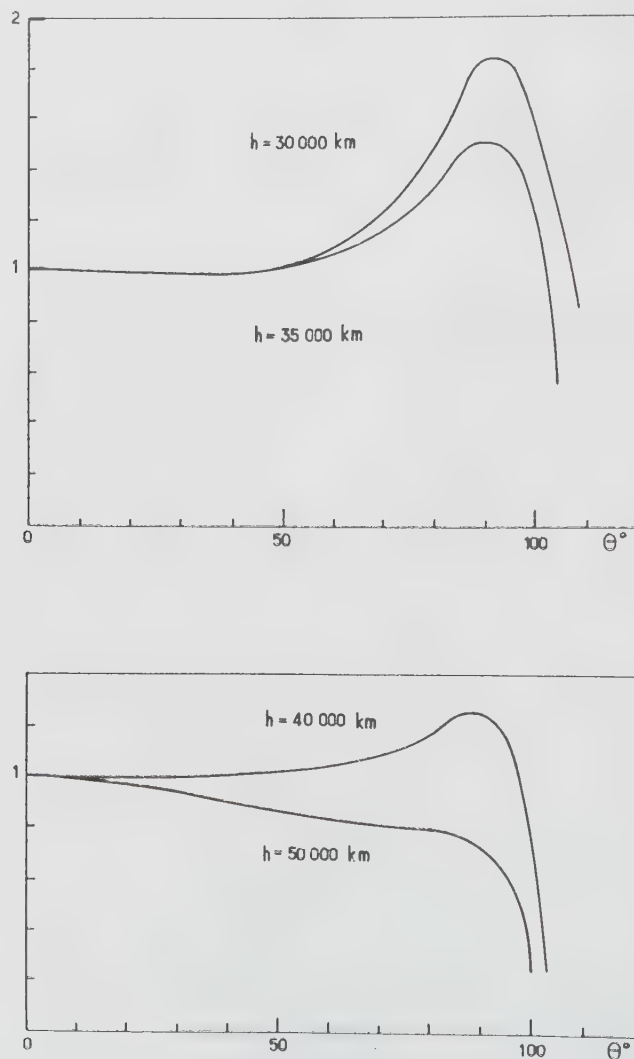


FIG. 20. — Deuxième approximation. Rapport $\frac{f_1(\theta)}{\rho(\theta)}$ pour diverses valeurs de h ; fréquence : 545 Mc/s.

Cette intensité relative a été mesurée par des procédés interférométriques. Aussi, nous avons adopté les résultats de ALON, ARSAC et STEINBERG sur 9 400 Mc/s [4], de COVINGTON sur 2 800 Mc/s [9], de CHRISTIANSEN et WARBURTON sur 1 400 Mc/s [7], de P. A. O'BRIEN [5] et A. HEWISH [14] sur 500 Mc/s.

Enfin nous avons choisi pour R , non pas la valeur du rayon photosphérique, mais celle du rayon du soleil radioélectrique calme sur chaque fréquence déterminée par les mêmes observations interférométriques et par des observations d'éclipse [13], [25].

Nous avons constaté qu'une légère modification de h entraînait une variation rapide du rapport de l'intensité de l'anneau brillant à l'intensité centrale. A titre d'exemple nous avons représenté sur la figure 20 une série de courbes $\frac{f_1(\theta)}{\rho(\theta)}$ pour différentes valeurs de h à la fréquence constante de 545 Mc/s.

Nous avons constaté en outre qu'en imposant seulement l'intensité de l'anneau brillant nous retrouvions pour chaque longueur d'onde la forme de cet anneau déduite des observations interférométriques.

Nous sommes donc fondés à penser que cette première approximation des paramètres h et $\Delta\theta$, bien que déduite de calculs simples, est voisine des valeurs que nous obtiendrions avec un calcul rigoureux.

Nous indiquons dans le tableau IV les résultats que nous avons trouvés sur les diverses fréquences de notre domaine spectral.

TABLEAU IV

FRÉQUENCE Mc/s	1 000 1 200	600 545	2 800 3 260 3 750	9 400
R_{km}	730 000	720 000	702 000	698 000
h_{km}	45 000	30 000	7 000	1 000
L_{km}	250 000	183 000	125 000	100 000
$T \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$	0,96	1,00	0,6	0,3

Pour calculer la température de brillance T , nous avons utilisé les valeurs de l'éclairement radioélectrique fournies par nos courbes d'évolution à l'âge de 6 jours (âge où le rayonnement est maximum sur l'ensemble des fréquences). Connaissant alors la surface émissive et l'angle solide sous lequel elle est vue de la terre nous avons déterminé sa brillance B . La loi de RAYLEIGH-JEANS

$$B_\nu = \frac{\lambda^2}{2kT} \quad k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ w. sec/deg.}$$

valable pour toutes les fréquences utilisées dans le tableau IV.

Notons que sur 3 cm de longueur d'onde nos résultats sont en accord avec les mesures interférométriques de KUNDU [15].

La figure 21 montre les dimensions du modèle proposé dans cette deuxième approximation. Nous constatons que les zones émissives sur les différentes fréquences ne forment pas des figures semblables, mais que l'accroissement en altitude est plus important que l'accroissement en étendue horizontale lorsque nous envisageons des fréquences décroissantes. Le C. A. R., a donc l'apparence d'un « jet ».

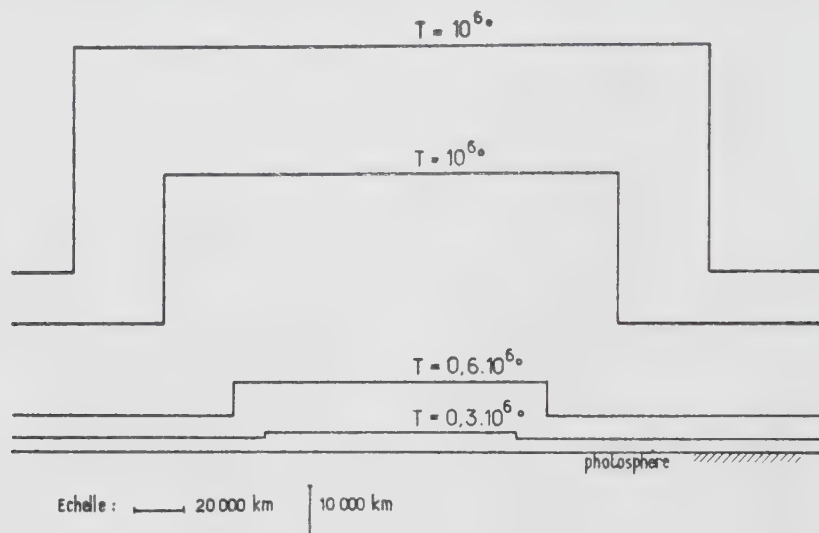


FIG. 21. — Modèle déduit de la deuxième approximation : dimensions longitudinales et verticales et température électronique.

III° CALCUL DU MODÈLE

L'étude précédente nous a fourni les paramètres L_0 , h_0 et T_0 nécessaires au calcul du rayonnement thermique de cette région perturbée de l'atmosphère solaire. Nous nous proposons d'exécuter ce calcul pour 4 fréquences (600, 1 000, 3 200 et 9 400 Mc/s) et pour différentes positions de ce modèle par rapport au centre du disque. Pour les valeurs idéales de L , h , T nous retrouverions d'une part la valeur du rayonnement indiquée par nos courbes d'évolution à l'âge 6 jours, d'autre part les lois d'assombrissement que nous avons déduites des observations.

Soit $\varphi(\lambda, \theta)$ le rayonnement observé et $\psi(\lambda, \theta)$ le rayonnement calculé à partir de 3 valeurs des paramètres L , h , T . On peut alors chercher à déterminer ces 3 paramètres de sorte que la quantité

$$|\varphi(\lambda_i, \theta_j) - \psi(\lambda_i, \theta_j)| \text{ soit minimum.}$$

Malheureusement, il n'apparaît aucune méthode permettant d'orienter le sens de la variation des paramètres à partir d'une itération.

Nous indiquons plus loin l'organigramme du calcul de $\psi(\lambda, \theta)$ pour une valeur de θ et une valeur de λ . L'ensemble du calcul de toutes les quantités $\psi(\lambda_i, \theta_i)$ correspondant à un jeu de paramètres (L, h, T) est effectué en 4 heures de $\Gamma A E T$. On renonce alors à « essayer » le grand nombre de modèles qui résulte d'un petit nombre de valeurs de chacun des paramètres. Nous nous bornerons au calcul des $\psi(\lambda_i, \theta_j)$ à partir de L_0, h_0, T_0 et essaierons de juger cette approximation compte tenu de la précision avec laquelle nous connaissons les valeurs de $\varphi(\lambda_i, \theta_j)$ déduites des observations.

1° Équations de l'émission thermique

Précisons tout d'abord que nos unités sont celles du système M. K. S. A.

Rappelons qu'à partir de l'équation de transfert

$$(5) \quad \frac{d}{ds} \left(\frac{B}{\mu^2} \right) = \frac{x}{\mu^2} \left(\frac{2kT_b}{\lambda^2} - B \right)$$

où B représente la brillance de l'élément émissif,

ds » l'élément de trajectoire,

μ » l'indice de réfraction le long de cet élément,

T » la température de brillance,

κ » le coefficient d'absorption,

λ » la longueur d'onde du rayonnement,

divers auteurs ont déterminé les équations du problème [26], [24], [3].

L'indice de réfraction μ est donné par :

$$(6) \quad \mu = \sqrt{1 - x} \quad \text{avec} \quad x = \frac{N_e \cdot e^2}{\varepsilon_0 \cdot m \cdot \omega^2},$$

e, m, ε_0 désignent respectivement la charge et la masse de l'électron et le pouvoir inducteur spécifique du vide.

$\omega = 2\pi f$ est la pulsation de l'onde rayonnée.

N_e , densité électronique, est une des données de notre problème.

Dans la couronne elle fournit par la formule de BAUMBACH révisée [12]

$$(7) \quad N_e = 10^{14} \cdot (1,55 \rho^{-6} + 2,99 \rho^{-16}) \text{ électron/m}^3$$

et dans la chromosphère par la formule de CILLIE [8]

$$(8) \quad N_e = 5,7 \cdot 10^{17} e^{[-7,7 \cdot 10^{-4} (R_\odot(\rho-1)-500)]}$$

ρ est la distance exprimée en rayons solaires du point considéré au centre du soleil.

En admettant que la couronne est une atmosphère d'hydrogène complètement ionisé

$$(9) \quad \mu = \sqrt{1 - \frac{81N_e}{f^2}}.$$

D'autre part le coefficient d'absorption est donné par

$$x = \nu \frac{N_e \cdot e^2}{\mu \cdot c \cdot \varepsilon_0 \cdot m \cdot \omega^2}.$$

ν est la fréquence effective de collision électron-ion ; son expression due à SMERD et WESTFOLD [26] est :

$$\nu = \frac{4}{3} e^4 \left[\frac{\pi}{2m (kT)^3} \right]^{1/2} \cdot Z^2 N_i \cdot A.$$

Dans notre cas particulier, Z degré d'ionisation est égal à 1 et $N_i = N_e$.
En outre

$$A = \text{Log}_e \left[1 + \frac{4kT}{Ze^2 N_i^{1/3}} \right].$$

Nous avons donc :

$$(10) \quad x = \frac{N_e^2 \cdot 10^{-11}}{\mu 1^{3/2} f^2}.$$

Enfin l'équation de la trajectoire d'une onde rayonnée est :

$$(11) \quad \alpha = d \int_{\rho}^{\infty} \frac{d\rho}{\rho \sqrt{\mu^2 \rho^2 - d^2}}.$$

ρ et α sont les coordonnées polaires rapportées au centre du soleil, d est la distance de la ligne de visée qui passe par le centre du soleil à l'asymptote au rayon émergent.

Nous pouvons alors calculer l'épaisseur optique

$$(12) \quad \tau = \int x ds = R_0 \int_{\rho}^{\infty} \frac{x d\rho}{\sqrt{1 - \frac{d^2}{\mu^2 \rho^2}}}.$$

Nous nous arrêterons dans le calcul numérique à l'épaisseur optique $\tau = 2$ que l'on peut considérer comme parfaitement opaque.

2° Exécution du calcul

Nous avons donné aux frontières du C. A. R., et aux zones intérieures à ces frontières les densités électroniques N_e égales à celles qui se trouvent dans l'atmosphère normale à l'altitude du « raccord ». Ainsi, les limites géométriques du C. A. R., indiquées sur la figure 7 sont non seulement des isothermes mais encore des courbes d'égale densité.

Le calcul exécuté sur Γ A E T consiste à déterminer pour chaque série de données f (fréquence) et θ (distance au centre du disque du C. A. R.) 5 ou 6 trajectoires de rayons émergeant du C. A. R., et régulièrement répartis à sa surface. Le calcul indique alors les valeurs de ρ et α coordonnées polaires du point de la

trajectoire à partir duquel l'épaisseur optique $\tau > 2$, l'indice de réfraction μ de l'atmosphère en ce point et la température de brillance

$$T_b = \int_0^{\infty} T \cdot e^{-\tau} d\tau.$$

La borne supérieure de l'intégrale est remplacée par la première valeur de $\tau > 2$ trouvée au cours du calcul.

TABLEAU V

Unités : 10^{-22} watt/m²/(c/s)

$f_{\text{Mc/s}}$ →	600		3 000		9 400	
↓ 0	φ	ψ	φ	ψ	φ	ψ
0	1,43	1,43	5,20	5,00	21,0	24,0
23	1,32	1,29	4,75	4,70		
46	1,11	1,08	3,90	3,93	14,5	18,6
74			2,02	2,17		
90	0,48	0,51	0,94	1,00	1,47	3,52
100	0,31	0,40	0,21	0,50		

Nous avons alors déterminé l'éclairement radioélectrique $\varphi(\lambda, \theta)$ déduit des observations et $\psi(\lambda, \theta)$ d'après les températures de brillance et la surface apparente du C. A. R., correspondant au modèle.

Les valeurs de $\varphi(\lambda, \theta)$ et de $\psi(\lambda, \theta)$ sont consignées dans le tableau V.

DISCUSSION

Les valeurs de $\psi(\lambda, \theta)$ fournies par le modèle sont en accord satisfaisant avec les valeurs de $\varphi(\lambda, \theta)$ déduites des observations sur 600 et 3 000 Mc/s. L'accord est moins bon sur 9 490 Mc/s surtout pour les grandes valeurs de θ . Quelle que soit la fréquence on remarque en effet que la fonction d'assombrissement du modèle est moins rapide que celle du C. A. R., moyen ; ce phénomène est pratiquement négligeable sur 600 Mc/s, mais il devient plus important quand la fréquence utilisée est plus grande.

Deux facteurs principaux interviennent simultanément pour donner une interprétation qualitative de ce résultat.

1° Le C. A. R. occupe dans l'atmosphère solaire une région plus étendue en altitude que celle à laquelle nous avons limité notre modèle. En effet, la com-

posante lentement variable existe aussi sur les longueurs d'onde métriques bien qu'elle soit difficilement séparable des autres phénomènes d'activité radioélectrique. Comme nous n'avons aucun renseignement sur le rayonnement du C. A. R. pour les fréquences inférieures à 600 Mc/s, nous avons été amené à « écrêter » cette région anormale à l'altitude correspondant à la couche d'émission sur cette fréquence. Le calcul rigoureux a montré que l'atmosphère solaire normale était pratiquement transparente dans les couches d'altitude plus élevée, et qu'une opacité suffisante était atteinte par la traversée d'une couche mince de notre modèle. Aussi, les résultats du calcul ont ils été très proches des résultats d'observation sur 600 Mc/s.

2° La méthode d'approximation que nous avons utilisée tenait compte du transfert dans les couches supérieures en supposant que le phénomène d'anneau brillant relatif au C. A. R. était identique à celui qui avait été observé et calculé dans le cas du soleil calme. Lorsque nous calculons la brillance du modèle sur des fréquences de plus en plus élevées, nous augmentons le parcours à l'intérieur du C. A. R., où (les conditions physiques sont très différentes de celle de l'atmosphère normale. Aussi, à mesure que la fréquence augmente doit-on s'attendre à trouver des divergences de plus en plus accusées entre les résultats observés et les résultats calculés à partir du modèle approché que nous avons défini.

Il semble très difficile d'améliorer les conditions de calcul que nous avons proposées pour notre deuxième approximation. Aussi, pour obtenir un meilleur accord entre le rayonnement du modèle et celui des observations, faut-il renoncer à un calcul relativement simple et doit-on rechercher les paramètres géométriques et physiques les plus satisfaisants par approximations successives en exécutant chaque fois le calcul rigoureux que nous avons décrit. En outre, rien ne peut nous aider à prévoir dans quel sens il faudrait modifier les paramètres physiques et géométriques du modèle approché pour améliorer l'accord sur 9 400 Mc/s sans le détériorer sur les fréquences plus basses.

Notons toutefois que l'écart entre φ (valeur observée) et ψ (valeur calculée) est de l'ordre de 15 % pour $\theta = 0^\circ$ et 20 % pour $\theta = 46^\circ$. Il serait illusoire de chercher au prix d'un calcul en machine électronique extrêmement long, une amélioration que la précision des mesures ne saurait justifier. Lorsque les observations interférométriques sur un domaine spectral plus étendu seront assez nombreuses, elles permettront une connaissance plus précise des propriétés caractéristiques des C. A. R. Il sera alors intéressant de rechercher un modèle meilleur.

CONCLUSION

Nous avons trouvé à notre disposition une très importante quantité de mesures du rayonnement global du soleil ; nous avons pu aussi utiliser des calculateurs élec-

troniques sans lesquels une telle analyse statistique était irréalisable. (En effet, si nous ajoutons les heures de calcul passées sur 650 à celles passées sur Γ A E T nous obtenons un total de plus de 70 heures équivalentes à 50 années de travail sur machine de bureau.) Dans ces conditions il nous a paru intéressant d'essayer de dégager une vue d'ensemble de cette composante du rayonnement radioélectrique solaire et d'asseoir sur des bases plus solides qu'elles ne l'étaient jusqu'ici l'interprétation théorique avancée par nos prédécesseurs. Ainsi nous sommes naturellement conduits à envisager des anomalies dans l'atmosphère solaire qui sont des condensations coronales et chromosphériques comme l'avait supposé M. WALDMEIER. Les paramètres géométriques et physiques que l'on doit attribuer à ces condensations, proviennent de l'étude statistique détaillée que nous avons poursuivie avant d'entreprendre la construction du modèle. Nous nous sommes ainsi rendu compte que l'âge des centres actifs avait une grande importance et qu'une étude simultanée de l'influence des paramètres θ et τ était nécessaire pour imposer de manière correcte les conditions de rayonnement de notre modèle. En particulier, les températures électroniques que nous déduisons sont très voisines des températures qui sont qualifiées de « raisonnables » dans la couronne et correspondent à des températures de brillance en bon accord avec celles qui sont déterminées par observation interférométrique.

Certes, notre travail n'est pas complet ; comme nous le faisons remarquer dans la discussion précédente nous avons artificiellement « écrêté » le C. A. R., en ne considérant pas le rayonnement solaire sur les ondes supérieures à 50 cm. En outre, la nature même des observations nous empêchait d'aller au delà de la définition d'un C. A. R., « moyen » ; en conséquence, nous ne savons rien de la structure fine du C. A. R., qui est un aspect différent de celui que nous avons traité, mais qui est tout aussi riche d'informations et qui ne peut être abordé qu'à l'aide d'interféromètres à grand pouvoir de résolution.

Les nouveaux instruments destinés à l'étude du rayonnement solaire, en ouvrant de nombreux champs de recherche nous font espérer une contribution encore plus efficace à la connaissance de l'atmosphère du soleil.

Manuscrit reçu le 14 juin 1958.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. W. ALLEN, *Mon. Not. R. A. S.*, **107**, 1947, 426.
- [2] C. W. ALLEN, *Mon. Not. R. A. S.*, **117**, 1957, 174.
- [3] C. W. ALLEN et R. WOOLEY, *Mon. Not. R. A. S.*, **108**, 1948, 292.
- [4] I. ALON, J. ARSAC, J. L. STEINBERG, *C. R.*, **237**, 1953, 300.
- [5] P. A. O'BRIEN et E. TANDBERG-HANSEN, *Observatory*, **75**, 1955, 11.
- [6] W. N. CHRISTIANSEN et J. V. HINDMAN, *Nature*, **167**, 1951, 635.
- [7] W. N. CHRISTIANSEN et J. A. WARBURTON, *Aust. J. Phys.*, **8**, 1955, 474.

- [8] G. G. ULLIE et D. H. MENZEL, *Harv. Coll. Obs. Circ.*, 1935, n° 410.
- [9] A. E. COVINGTON et N. W. BROTON, *Astrophys. J.*, **119**, 1954, 569.
- [10] A. E. COVINGTON et W. J. MEDD., *J. R. A. S. C.*, **48**, 1954, 136.
- [11] J. F. DENISSE, *Annales d'Astrophys.*, **13**, 1950, 181.
- [12] H. DODSON, *Astrophys. J.*, **119**, 1954, 564.
- [13] F. T. HADDOCK, *Symp. n° 4 of the I. A. U.*, Cambridge University Press, p. 273.
- [14] A. HEWISH., *Symp. n° 4 of the I. A. U.*, Cambridge University Press, 1957, p. 298.
- [15] M. R. KUNDU, *Thèse*, Paris 1957.
- [16] M. LAFFINEUR, R. MICHARD, J. C. PECKER, B. VAUQUOIS, *Annales d'Astrophys.*, **17**, 1954, 358.
- [17] H. MULLER, *Zeits. Astrophys.*, **39**, 1956, 160.
- [18] J. OSWALD, *Câbles et Transmission*, **2**, 1951, 158.
- [19] J. L. PAWSEY et R. N. BRACEWELL, *Radioastronomy*, Oxford, At the Clarendon Press (1955).
- [20] J. L. PAWSEY et S. F. SMERD, *The Sun*, Chap. VII, The University of Chicago Press (1955).
- [21] W. PETRI, Observatoire de Wendelstein.
- [22] J. H. PIDDINGTON et R. D. DAVIES, *Mon. Not. R. A. S.*, **115**, 1953, 582
- [23] J. H. PIDDINGTON et H. C. MINNETT, *Aust. J. Sc. Res. A.*, **4**, 1951, 131.
- [24] S. F. SMERD, *Aust. J. A.*, **3**, 1950, 34.
- [25] S. F. SMERD, *Symp. n° 4 of the I. A. U.*, Cambridge University Press, 1957, 290.
- [26] S. F. SMERD et K. C. WESTFOLD, *Phil. Mag.*, **40**, 1949, 831.
- [27] H. M. STANIER, *Nature*, **165**, 1950, 354.
- [28] M. TRELLIS, *Thèse*, Paris, 1956.
- [29] B. VAUQUOIS, *C. R.*, **240**, 1955, 1862.
- [30] B. VAUQUOIS, *C. R.*, **241**, 1955, 739.
- [31] B. VAUQUOIS, *Observatory*, **75**, 1955, 259.
- [32] M. WALDMEIER, *Zeits. Astrophys.*, **32**, 1953, 116.
- [33] M. WALDMEIER et H. MULLER, *Zeits. Astrophys.*, **27**, 1950, 58.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Arithmétisation de la logique et théorie des machines

Vu et approuvé :

Paris, le 3 mars 1958,

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES :

Signé : J. PÉRÈS.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR

DE L'ACADÉMIE DE PARIS :

Signé : J. SARRAILH.

